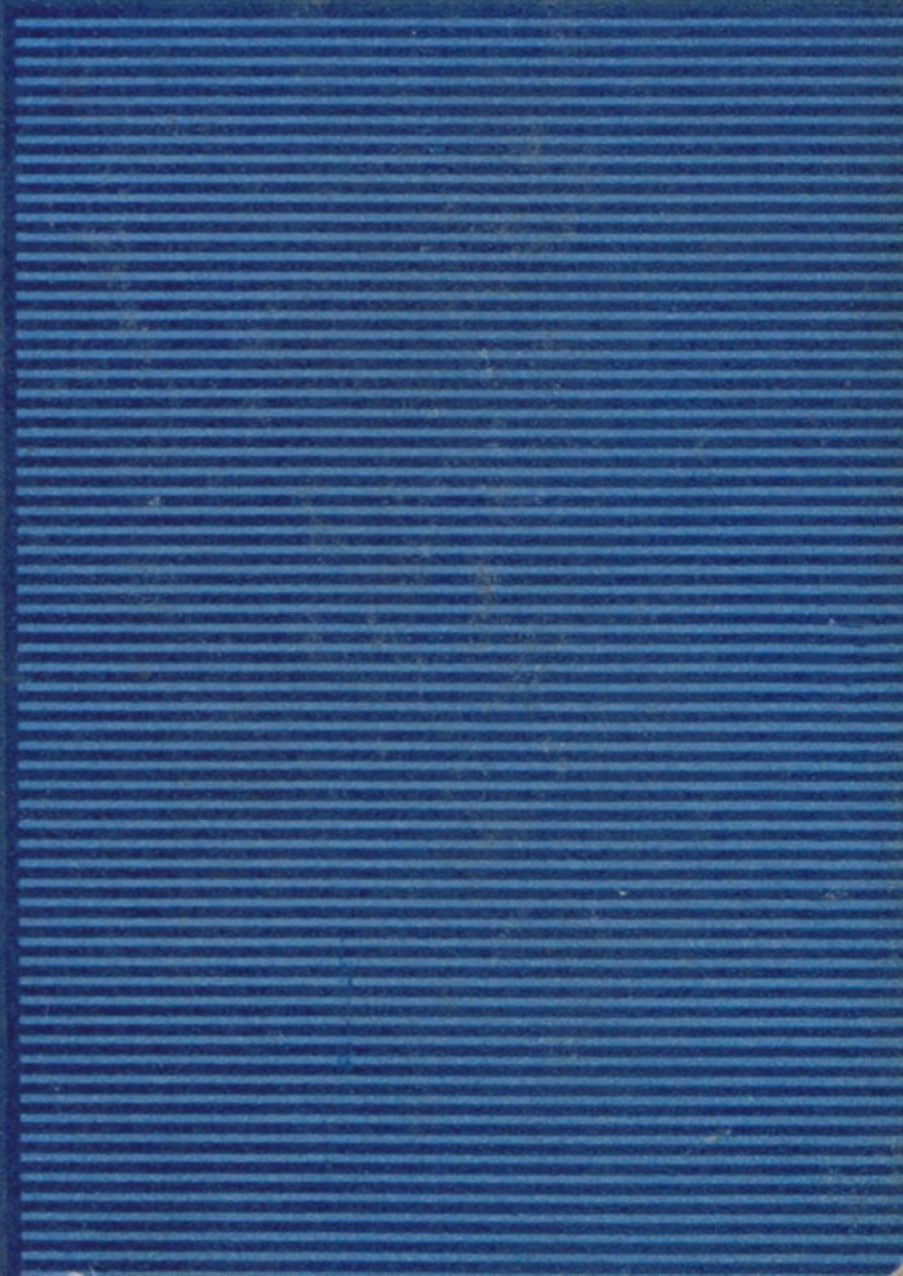


Ю. М. КЛИМКОВ

ОСНОВЫ РАСЧЕТА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ С ЛАЗЕРАМИ



ББК 22.34+32.86

К47

УДК 535+621.373.8

Ю. М. Климков. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. — М.: Сов. радио, 1978. — 264 с., ил.

Излагаются основы расчета оптико-электронных приборов (ОЭП), в состав которых в качестве источников излучения входят лазеры. Излагаемый материал может быть использован и при расчете других приборов и систем (в том числе визуальных) с применением лазеров.

Рассматриваются особенности расчета оптических систем, выбора приемника излучения, проведения энергетических и точностных расчетов, влияния среды распространения на работу приборов, связанные со спецификой свойств излучения лазеров. Приводятся расчетные соотношения, графические материалы и справочные данные, необходимые при выборе элементов ОЭП. Излагаются некоторые вопросы конструирования и юстировки ОЭП с лазерами.

Книга предназначена для инженерно-технических работников, занимающихся разработкой ОЭП с лазерами, а также для студентов вузов.

Рис. 87, табл. 23, библи. 225 назв.

Редакция литературы по электронной технике

К $\frac{30407-059}{046(01)-78}$ 51-78

© Издательство «Советское радио», 1978 г.

Предисловие

В настоящее время в оптико-электронных приборах (ОЭП) наряду с обычными источниками излучения широко применяются лазеры. Свойства излучения лазеров позволяют значительно улучшить параметры существующих ОЭП и разработать новые приборы, характеристики которых не могут быть получены с помощью обычных источников.

В предлагаемой читателю книге систематизированы и обобщены вопросы, связанные с проектированием ОЭП с лазерами. Книга имеет целью помочь разработчику правильно выбрать элементы проектируемого ОЭП с учетом особенностей лазера как источника излучения.

Глава 1 посвящена специфике применения лазеров в оптико-электронных приборах. В гл. 2 приводятся параметры лазеров как источников излучения в ОЭП. Материал этой главы необходим при выборе источника излучения из всего многообразия лазеров. Гл. 3 посвящена оптическим системам для формирования пучка излучения лазера и содержит необходимые расчетные соотношения. Материал гл. 4 позволяет оценить влияние среды распространения излучения на выбор параметров и работу ОЭП. В гл. 5 рассматриваются приемники излучения. Гл. 6 содержит соотношения, необходимые при проведении энергетических и точностных расчетов, а также соображения по конструированию ОЭП с лазерами. В приложениях приведены таблицы параметров отечественных промышленных типов лазеров, приемников излучения и другие справочные данные.

В работе над книгой автору помогали сотрудники кафедры оптико-электронных приборов Московского института инженеров геодезии, аэрофотосъемки и картографии. Особую признательность автор выражает зав. кафедрой ОЭП проф., д-ру техн. наук Ю. Г. Якушенкову, ассистенту, канд. техн. наук М. В. Хорошеву, ст. науч. сотр. Н. Ф. Семенову и ст. инженеру Т. И. Кузьминой.

Автор не претендует на глубину и тем более на полноту изложения вопросов, связанных с проектированием ОЭП с лазерами. Такие проблемы, как расчет параметров пучка некоторых видов резонаторов, расчет пара-

метров пучка и оптической системы при сильном ограничении пучка реальными диафрагмами, энергетические и точностные расчеты ОЭП с лазерами, работающих в турбулентной атмосфере, и другие задачи не решены еще достаточно полно.

Автор выражает надежду, что книга принесет пользу определенному кругу специалистов. Замечания и пожелания следует направлять в адрес издательства «Советское радио»: Москва, Главпочтамт, а/я 693.

Глава 1

Введение

1.1. О применении лазеров в оптико-электронных приборах

Существует большой класс оптико-электронных приборов (ОЭП), в состав которых входит источник излучения. К этим приборам (системам) относятся дальномеры, угломеры, высотомеры, локаторы, системы наведения летательных аппаратов, системы связи, интерферометры и другие аналогичные устройства. Параметры источника излучения в значительной степени определяют такие важнейшие характеристики этих приборов, как дальность действия, помехозащищенность, точность работы, условия эксплуатации.

Требования, предъявляемые к источнику излучения, можно разделить на требования к параметрам излучения и требования к источнику излучения как прибору. К наиболее важным свойствам излучения относятся спектральный состав, энергия (мощность), диаграмма направленности, режим излучения. Источник излучения как прибор характеризуется габаритами и массой, потребляемой энергией и к. п. д., рабочей температурой, сроком службы (долговечностью), временем включения (готовности к работе) и т. д.

В настоящее время в ОЭП наряду с обычными источниками излучения (лампы накаливания, газоразрядные лампы, модели черных тел) широко применяются лазеры [1—27]. Параметры излучения лазеров позволяют эффективно использовать их в ОЭП вместо обычных источников излучения. Действительно, в системах, где требуется сосредоточить максимальную энергию в небольшом телесном угле и узком спектральном диапазоне, а рассматриваемые ОЭП являются именно такими системами, преимущество применения направленного монохроматического излучения лазера очевидно. Кроме замены обычных источников излучения с целью улучшения параметров существующих ОЭП, применение лазе-

ров позволяет решить некоторые принципиально новые задачи [220, 221].

Что касается параметров лазеров как приборов, то их преимущество не столь очевидно. Известно, что некоторые лазеры имеют, например, большие габариты, низкий к. п. д. Как правило, обычные источники имеют более высокие эксплуатационные параметры, чем лазеры. Однако при оценке эффективности применения лазеров следует иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, там, где применение лазеров даст значительные преимущества по сравнению с обычными источниками или задача решается только с использованием лазеров, габариты или к. п. д. обычно не имеют существенного значения. Во-вторых, следует сравнивать не сами источники, а приборы, в состав которых они входят. Например, может оказаться, что несмотря на большие габариты и массу самого лазера аналогичные данные ОЭП в целом существенно не изменяются за счет более простой оптической системы для формирования пучка с заданными параметрами. Что касается к. п. д., то его величина в этом аспекте практического значения почти не имеет. Очевидно, что из двух источников преимущество будет иметь тот, при использовании которого при прочих равных параметрах ОЭП потребляет меньше энергии от источников питания.

Окончательное решение о применении в ОЭП того или иного источника (обычного или лазера) должно быть принято только после анализа всех параметров и характеристик, в том числе и надежности, условий длительного хранения, безопасности обращения, а также стоимости. В настоящее время лазеры являются сравнительно дорогими приборами. Поэтому вопрос о применении в ОЭП лазера может быть решен лишь тогда, когда доказана целесообразность такого решения. Анализируя возможности применения лазеров в ОЭП, необходимо иметь в виду быстрый прогресс в технике лазеров. Эксплуатационные параметры лазеров непрерывно улучшаются, и применение их в ОЭП в ближайшие годы будет возрастать.

1.2. Основные свойства излучения лазеров с точки зрения использования их для улучшения параметров ОЭП

Излучение лазера (независимо от типа и конкретных технических данных) является в той или иной степени монохроматическим, когерентным, направленным, интенсивным и поляризованным [10, 28, 29]. Именно эти свойства, взятые в отдельности, а тем более вместе, обеспечивают принципиальную возможность эффективного применения лазеров в оптико-электронных приборах [30, 31]. Рассмотрим их прежде всего с точки зрения увеличения дальности действия, точности работы и помехозащищенности ОЭП.

Монохроматичность. Понятие монохроматичности характеризует ширину спектра излучения. Идеально монохроматическим называют излучение, ширина спектра которого равна нулю. Отклонение от идеальной монохроматичности характеризуется степенью монохроматичности $\mu = \Delta\lambda/\lambda_0 = \Delta\nu/\nu_0$, где $\Delta\lambda$ и $\Delta\nu$ — ширина спектра, выраженная соответственно в длинах и частотах; λ_0 и ν_0 — центральная длина волны и частота.

Такое определение степени монохроматичности относится к излучению с очень узким спектром, когда распределение интенсивности по спектру имеет вид спектральной линии. При этом спектральная линия может быть одиночной или огибающей нескольких еще более узких дискретных линий (см. § 2.4). Величины $\Delta\lambda$ и $\Delta\nu$ оцениваются на уровне интенсивности спектральной линии, равной половине максимального значения. В случае протяженного участка спектра степень монохроматичности определяется логарифмом отношения длин волн или частот, условно ограничивающих интервал спектра: $\mu = -\ln(\nu_2/\nu_1) = -\ln(\lambda_1/\lambda_2)$, где $\nu_2 > \nu_1$, а $\lambda_2 \leq \lambda_1$.

Излучение, степень монохроматичности которого $\mu \ll \ll 1$, т. е. близка к нулю, является квазимонохроматическим или почти идеально монохроматическим. Часто оно просто называется монохроматическим. Именно таким и является излучение лазера. Другими словами, излучение лазера является чрезвычайно узкополосным. Например, ориентировочная ширина спектра, выраженная в длинах, составляет для газовых лазеров 10^{-3} — 10^{-4} нм, для твердотельных 10^{-1} — 10^{-2} нм, для полупроводниковых 1—10 нм. Если принять специальные меры, то в газовых

лазерах можно получить ширину спектра, равную 10^{-7} — 10^{-9} нм. Эти величины полезно сравнить с шириной полосы пропускания узкополосных интерференционных светофильтров (1—5 нм). Можно также отметить, что ширина спектральной характеристики чувствительности большинства фотоприемников не менее $3 \cdot 10^2$ нм, а ширина спектра излучения лампы накаливания более 10^3 нм.

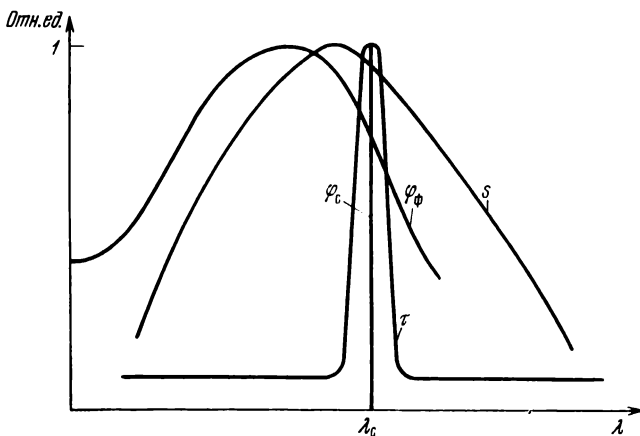


Рис. 1.1. К расчету эффективности светофильтра.

Известно, что дальность действия ОЭП растет при уменьшении сигнала от фона на выходе приемника излучения, создаваемого как внутренними, так и внешними источниками помех. Одним из способов увеличения отношения полезного сигнала к сигналу от фона (с/ф) является спектральная селекция, которая при прямом фотодетектировании осуществляется узкополосными светофильтрами, установленными перед приемником излучения. Если полезным излучением является излучение лазера, то эффективность спектральной селекции определяется возможностью применения светофильтра с минимальной полосой пропускания, так как ширина спектра излучения большинства лазеров во много раз меньше полосы пропускания лучших интерференционных светофильтров.

Рассмотрим действие спектральной селекции на примере использования лазера и интерференционного светофильтра. Спектральные характеристики чувствительно-

сти приемника $s(\lambda)$ и пропускания светофильтра $\tau(\lambda)$ в относительных единицах показаны на рис. 1.1 (для наглядности масштаб кривой $\tau(\lambda)$ по оси λ увеличен). На рисунке также показано распределение спектральной плотности потока излучения фона $\Phi_{\Phi}(\lambda)$ и потока полезного излучения Φ_c (в виде монохроматического излучения на длине волны λ_c).

При отсутствии светофильтра отношение c/Φ равно

$$\frac{c}{\Phi} = \frac{\Phi_c S_{\lambda_c}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\Phi}(\lambda) S(\lambda) d\lambda},$$

где S_{λ_c} — абсолютная спектральная чувствительность приемника к излучению на длине волны λ_c ; $S(\lambda)$ — спектральная характеристика чувствительности приемника в абсолютных значениях; $\Phi_{\Phi}(\lambda)$ — абсолютное распределение спектральной плотности потока фонового излучения; Φ_c — поток полезного излучения; λ_1 и λ_2 — границы спектральной чувствительности приемника.

Величины $\Phi_{\Phi}(\lambda)$ и Φ_c определяются в плоскости чувствительной площадки приемника. Сделав очевидные замены $S_{\lambda_c} = s_{\lambda_c} S_{\lambda_{\max}}$ и $S(\lambda) = s(\lambda) S_{\lambda_{\max}}$, где $S_{\lambda_{\max}}$ — абсолютная спектральная чувствительность приемника в максимуме кривой чувствительности и s_{λ_c} — относительная спектральная чувствительность приемника на длине волны λ_c , получим

$$\frac{c}{\Phi} = \frac{\Phi_c s_{\lambda_c}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\Phi}(\lambda) s(\lambda) d\lambda}.$$

При наличии светофильтра отношение $(c/\Phi)'$ будет

$$\left(\frac{c}{\Phi}\right)' = \frac{\Phi_c \tau^0_{\lambda_c} S_{\lambda_c}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\Phi}(\lambda) \tau^0(\lambda) S(\lambda) d\lambda},$$

где $\tau^0_{\lambda_c}$ — абсолютное пропускание светофильтра на длине волны λ_c ; $\tau^0(\lambda)$ — спектральная характеристика пропускания светофильтра в абсолютных единицах.

Сделав замену $S(\lambda)$, S_{λ_c} и аналогичную замену $\tau^0(\lambda)$, $\tau_{\lambda_c}^0$, получим

$$\left(\frac{c}{\Phi}\right)' = \frac{\tau_{\lambda_c} s_{\lambda_c}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\Phi}(\lambda) \tau(\lambda) s(\lambda) d\lambda},$$

где τ_{λ_c} — относительное пропускание светофильтра на длине волны λ_c .

Таким образом, выигрыш в отношении с/ф при установке светофильтра составит

$$\eta = \frac{(c/\Phi)'}{(c/\Phi)} = \frac{\tau_{\lambda_c} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\Phi}(\lambda) s(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\Phi}(\lambda) s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}. \quad (1.1)$$

Зная соответствующие величины, можно, например, путем графического интегрирования вычислить η .

Для приближенного расчета произведем в формуле (1.1) некоторые замены и упрощения. Ограничим пределы интегрирования в знаменателе той частью кривой $\tau(\lambda)$, где коэффициент пропускания заметно меняется, т. е. не будем учитывать действия крыльев кривой пропускания. Допустим, что в этих пределах спектральное распределение потока от фона постоянно. Поэтому $\Phi_{\Phi}(\lambda)$ можно заменить спектральной плотностью потока фонового излучения $\Phi_{\Phi\lambda_c}$ и вынести эту величину за знак интеграла. Сделав аналогичное допущение в отношении $s(\lambda)$, можно заменить ее на s_{λ_c} и также вынести за знак интеграла.

Представим относительное пропускание фильтра $\tau(\lambda)$ в виде кривой, аналогичной резонансной кривой радиотехнического колебательного контура [32]:

$$\tau(\lambda) = [1 + (2\Delta\lambda Q/\lambda_0)^2]^{-1},$$

где $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_0)$ — разность между рассматриваемой длиной волны λ и длиной волны λ_0 , соответствующей максимуму кривой пропускания; Q — добротность фильтра.

Обозначим ширину полосы пропускания фильтра через $2\Delta\lambda_0$. Ее обычно определяют на уровне, соответствующем 50%-ному пропусканию, при этом $\tau(\lambda)=0,5$. Из этих условий найдем, что $Q=\sqrt{3}\lambda_0/2\Delta\lambda_0$.

Наконец, представим $\Phi_\phi(\lambda)$ в числителе (1.1) в виде $\varphi_\phi(\lambda)\Phi_{\phi\lambda_{\max}}$ и вынесем $\Phi_{\phi\lambda_{\max}}$ за знак интеграла. Величину $\Phi_{\phi\lambda_c}$ в знаменателе формулы (1.1) также представим в виде $\varphi_{\phi\lambda_c}\Phi_{\phi\lambda_{\max}}$, где $\varphi_{\phi\lambda_c}$ — спектральная плотность потока от фона на длине волны λ_c в относительных единицах. С учетом сделанных замечаний (1.1) принимает вид

$$\eta = \left[\tau_{\lambda_c} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \varphi_\phi(\lambda) d\lambda \right] / \left[\varphi_{\phi\lambda_c} s_{\lambda_c} \int_{\lambda_0-|\Delta\lambda|}^{\lambda_0+|\Delta\lambda|} \frac{d\lambda}{\sqrt{1+3(\Delta\lambda/\Delta\lambda_0)^2}} \right].$$

Значение интеграла, стоящего в знаменателе, зависит от пределов интегрирования следующим образом. Если принять, что $|\Delta\lambda|=\Delta\lambda_0$, то величина интеграла равна $1,52\Delta\lambda_0$; при $|\Delta\lambda|=3\Delta\lambda_0$ она равна $2,72\Delta\lambda_0$, при $|\Delta\lambda|=100\Delta\lambda_0-6,78\Delta\lambda_0$. При дальнейшем увеличении пределов интегрирования величина интеграла растет медленно. В общем случае пределы интегрирования определяются положением спектральной характеристики пропускания фильтра относительно спектральной характеристики чувствительности приемника и границами чувствительности приемника (см. рис. 1.1). В соответствии с принятым ограничением пределов интегрирования выберем $|\Delta\lambda|=3\Delta\lambda_0$. Обычно светофильтр выбирается таким образом, чтобы длина волны излучения лазера совпадала с максимумом кривой пропускания фильтра, при этом $\tau_{\lambda_c}=1$. Поэтому

$$\eta = \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \varphi_\phi(\lambda) d\lambda \right] / 2,72\Delta\lambda_0 s_{\lambda_c} \varphi_{\phi\lambda_c}.$$

Положим, что распределение фона соответствует солнечному спектру, а $\lambda_c=0,63$ и $0,69$ мкм. Для ФЭУ-27

$$\int_{0,3}^{0,8} \varphi_\phi(\lambda) s(\lambda) d\lambda \approx 0,28 \text{ мкм}, s_{0,63}=0,23, s_{0,69}=0,58. \text{ Соот-}$$

ветствующие величины для ФЭУ-51 равны 0,26, 0,32 и 0,48. В солнечном спектре $\varphi_{0,63} \approx \varphi_{0,69} \approx 1$. Если использу-

ется интерференционный светофильтр с полосой пропускания $2\Delta\lambda_0=3$ нм, то для ФЭУ-27 выигрыш в отношении с/ф будет равен $\eta_{0,69}\approx 300$, $\eta_{0,63}\approx 120$; для ФЭУ-51 $\eta_{0,69}\approx 200$, $\eta_{0,63}\approx 130$.

Представляя отношение $(с/ф)'$ как $(с/ф) \cdot \eta$ можно видеть, что оно не зависит от s_{λ_c} , а определяется величиной $\varphi_{\text{фл}_c}$. В рассмотренном примере не учтено действие

крыльев кривой пропускания фильтра, которое снизит величину η [33]. В то же время применение более узкополосных фильтров позволит увеличить значение η .

Действие спектральной селекции можно рассматривать и как увеличение помехозащищенности ОЭП при работе в условиях фоновых засветок. С этой точки зрения можно утверждать, что при одной и той же дальности действия ОЭП с лазером способен работать при гораздо более высоком уровне помех, чем ОЭП с обычным источником излучения. Это качество особенно важно, когда необходима или целесообразна работа с ОЭП днем: геодезические измерения с помощью светодальномеров, работа с ОЭП в северных районах страны летом и т. д. Очевидно, что работе ОЭП с лазером гораздо труднее создать и искусственные помехи.

Свойство монохроматичности даст возможность в ряде случаев более точно рассчитать показатель преломления воздуха. В свою очередь, это позволяет более точно определить величину скорости распространения электромагнитных колебаний в воздухе, которая входит во все формулы, используемые в расчетах при измерении расстояний электрооптическими способами. Известно [32], что показатель преломления является функцией длины волны излучения и метеорологических факторов температуры T , давления P и влажности e . При измерении расстояний, например, фазовым способом необходимо знать среднеинтегральное значение группового показателя преломления вдоль измеряемой линии

$$\bar{n} = \frac{1}{L} \int_0^L n(l) dl,$$

где L — длина измеряемой линии, причем в каждой точке $n(l)=n(\lambda, T, P, e)$.

При расчете показателя преломления в реальной атмосфере можно принять, что давление, влажность и тем-

пература воздуха имеют вполне определенные стандартные значения. Для стандартных условий зависимость группового показателя преломления от длины волны определяется известной формулой Коши:

$$n_0(\lambda) - 1 = A + 3B/\lambda^2 + 5C/\lambda^4, \quad (1.2)$$

где A , B и C — дисперсионные коэффициенты.

Так как показатель преломления различен для различных длин волн, то при использовании обычных источников приходится определять так называемый эффективный показатель преломления, который характеризует весь используемый диапазон спектра:

$$n_{\text{эфф}} = \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n_0(\lambda) k(\lambda) d\lambda \right] / \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k(\lambda) d\lambda \right],$$

где $k(\lambda)$ — результирующая кривая спектральной прозрачности всех элементов системы от источника до приемника включительно.

Практически $n_{\text{эфф}}$ находят методом графического интегрирования. Вычисление $n_{\text{эфф}}$ сопровождается ошибками, обусловленными неточным знанием спектральных характеристик элементов системы (особенно атмосферы), приближенностью графического интегрирования и т. д. Экспериментально показано, например, что в дальномерах с фотоэлектрической регистрацией погрешность в определении $n_{\text{эфф}}$ достигает $2 \cdot 10^{-6}$.

При применении интерференционного светофильтра и обычного источника можно считать, что n_0 имеет постоянное значение для всех длин волн в пределах полосы пропускания фильтра. В этом случае погрешность dn_0 определяется погрешностью, с которой известна центральная длина волны, соответствующая максимуму пропускания фильтра:

$$dn_0 = (-6B/\lambda^3 - 20C/\lambda^5) d\lambda.$$

Если принять, что центральная длина волны известна с погрешностью 0,1 нм, то погрешность в n_0 составит $(0,3-2) \cdot 10^{-8}$ при изменении длины волны примерно 0,8—0,4 мкм.

Если же в качестве источника излучения используется газовый лазер с $\Delta\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$ нм ($\lambda = 0,63$ мкм), то погрешность в n_0 составит всего $8 \cdot 10^{-11}$, т. е. будет в 50 раз меньше, чем в случае использования светофильтра и обычного источника излучения. При интерферометриче-

ских измерениях необходимо пользоваться не групповым, а фазовым показателем преломления, вычисление которого в случае применения лазера по тем же причинам оказывается более точным.

Когерентность. Понятие когерентности излучения (пучка излучения) относится к согласованности (связи) между фазами волны, образующей данное излучение. Обычно это понятие рассматривается на примере двух колебаний одинаковой частоты [29]. Два пучка называются когерентными, если разность фаз между волнами, образующими эти пучки, остается постоянной за время наблюдения [28]. Если наблюдается постоянство разности фаз в любой момент времени в двух различных точках пространства, то говорят о пространственной когерентности, а если два колебания складываются в одной точке и наблюдается постоянство разности фаз при задержке колебаний относительно друг друга на некоторый промежуток времени, то говорят о временной когерентности колебаний.

Понятия пространственной и временной когерентности можно отнести и к одному пучку, так как волна, образующая этот пучок, имеет распределение фазы во времени и в пространстве. Излучение является пространственно когерентным, если в любой момент времени наблюдается определенное распределение фазы волны в пространстве, т. е. за время наблюдения сохраняется определенная форма волнового фронта колебания. Излучение, прошедшее через данную точку пространства, является когерентным во времени, если за определенное время наблюдения фаза волны в этой точке меняется регулярно.

Строго понятие когерентности относится лишь к идеально монохроматическому излучению, которое в данной точке пространства можно представить синусоидальной волной

$$f(t) = A \cos(\omega t - \varphi)$$

с постоянными во времени амплитудой A , частотой ω и начальной фазой φ . Такое излучение полностью когерентно как во времени, так и в пространстве. Однако понятие когерентности применяют и к квазимонохроматическому излучению, которое можно представить синусоидальным колебанием с частотой ω

$$f(t) = A(t) \cos[\omega t - \varphi(t)],$$

В котором амплитуда и начальная фаза зависят от времени. В такой волне в данной точке пространства амплитуда и начальная фаза остаются в среднем постоянными в течение некоторого промежутка времени [34], а в пределах некоторой площади поперечного сечения в среднем сохраняется постоянство разности фаз колебаний в любых двух точках. Поэтому по отношению к квазимонохроматическому излучению можно говорить лишь о степени когерентности.

Промежуток времени, в течение которого начальная фаза волны в данной точке пространства остается в среднем постоянной, называется временем когерентности t_k излучения. Расстояние, которое проходит волна за время когерентности, называется длиной когерентности L_k : $L_k = ct_k$.

Свойство когерентности излучения проявляется в способности двух пучков образовывать интерференционную картину. Так, если из пространственно когерентного излучения выделить два пространственно разделенных пучка, а затем наложить их друг на друга, то они будут интерферировать между собой. Если при этом пучки когерентны во времени, то один можно задержать относительно другого на время, равное времени когерентности, и также получить интерференционную картину.

Излучение лазеров не является полностью когерентным, но по сравнению с обычным излучением степень его настолько высока, что говорят о когерентности излучения лазеров. Время когерентности с точностью до коэффициента, равного π , обратно пропорционально ширине спектра излучения $t_k \approx (\Delta\nu)^{-1}$. Поскольку наименьшая ширина спектра излучения достигается в газовых лазерах, то они обладают наибольшим временем когерентности, в твердотельных лазерах оно меньше, а в полупроводниковых еще меньше, чем в твердотельных.

Свойство временной когерентности излучения лазеров используется в ОЭП для передачи и приема информации на оптических частотах, для создания эталонов длины, в интерферометрах. В каждом из этих направлений применение лазеров обеспечивает получение параметров ОЭП, недоступных для приборов с обычными источниками излучения.

Дальность действия систем, основанных на использовании свойства когерентности, принципиально определяется временем или длиной когерентности. С обычными

источниками излучения можно получить интерференционную картину в лучшем случае при разности хода порядка 1 м. Время когерентности излучения лазеров позволило бы получить интерференцию при разности хода в несколько тысяч километров, если бы не было искажающего действия среди распространения. Флуктуации атмосферы ограничивают дальность действия интерферометров с применением лазеров расстояниями в несколько сотен метров.

Погрешность измерений расстояний интерференционным способом составляет доли длины волны используемого излучения. Такую точность при указанных дальностях действия сейчас нельзя получить ни одним из традиционных измерительных приборов (без лазера).

Известно, что свойство когерентности используется при передаче информации на оптических частотах. Одним из способов приема сигнала, несущего информацию, является оптическое гетеродинирование (фотосмещение). При этом обеспечивается высокая помехозащищенность системы приема [6].

Направленность. Направленным называют излучение, распространяющееся в пределах небольшого телесного угла. В подавляющем числе случаев в ОЭП, работающих по удаленным объектам, излучение источника формируется в более или менее направленный пучок. Уменьшение естественной расходимости источника необходимо для пространственной фильтрации объекта, получения высокого углового разрешения, максимальной плотности энергии на приемной апертуре. Как правило, с точки зрения энергетических соотношений степень концентрации должна быть наибольшей, но иногда она ограничивается соображениями, связанными с временем поиска объекта, стабилизацией передающей системы или турбулентностью атмосферы.

Направленность является одним из основных свойств излучения лазеров. Без применения дополнительной оптической системы расходимость пучка газовых лазеров обычно составляет единицы угловых минут, твердотельных — до нескольких десятков минут, полупроводниковых — от единиц до десятков градусов. С помощью коллимирующих устройств достигаются расходимости в несколько угловых секунд, причем минимально достижимые значения определяются дифракцией на выходном компоненте коллимирующей системы.

Известно, что дальность действия ОЭП растет с увеличением интенсивности излучения (собственного или отраженного) объекта. Можно показать, что если ОЭП работает активным методом и площадь объекта меньше площади сечения пучка в плоскости объекта, то отраженная мощность обратно пропорциональна квадрату расходимости пучка. Таким образом, чем более направленно излучение, тем при прочих равных условиях большую дальность действия обеспечивает ОЭП. С направленностью связана и точность работы ОЭП. Например, точность задания с помощью пучка какого-либо направления определяется точностью, с которой можно определить центр пучка (энергетический или геометрический). В свою очередь, последняя обратно пропорциональна расходимости пучка (размеру пятна в фокальной плоскости приемного объектива). Очевидно, что точность определения угловых координат объекта при оптической локации непосредственно связана с расходимостью пучка. Направленность излучения позволяет обеспечить также скрытность передачи и помехозащищенность системы приема ОЭП за счет уменьшения поля системы.

Интенсивность. Понятие интенсивности в данном случае *) применяется для оценки одной из фотометрических величин, с помощью которых характеризуется излучение: силы излучения, яркости и т. д. При больших значениях этих величин говорят, что излучение является интенсивным. Излучение лазера интенсивно даже в том случае, когда мощность излучения сравнительно невелика благодаря высокой степени направленности излучения. Если сравнить, например, по силе излучения обычные источники и лазеры, то при одной и той же потребляемой мощности лазеры окажутся более интенсивными. Например, лампа накаливания мощностью 66 Вт обладает средней силой излучения $I_{\text{лам}} = 66/4\pi = 5,25 \text{ Вт/ср}$, а лазер типа ЛГ-55 с потребляемой мощностью 66 Вт, мощностью излучения всего $2 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}$ и расходимостью $10'$ характеризуется силой излучения $I_{\text{лаз}} = 2 \cdot 10^{-3} \cdot 4 \times \times 3438^2/\pi \cdot 10^2 = 300 \text{ Вт/ср}$. Что касается мощных лазеров, то они являются самыми интенсивными источниками оптического излучения.

*) Во всех других случаях под интенсивностью понимается какая-нибудь величина, пропорциональная квадрату поля (поток, плотность потока, сила излучения и т. д.).

Интенсивность излучения определяет ту плотность мощности (облученность), которая может быть получена на приемной апертуре ОЭП, и, следовательно, дальность действия и точность прибора. При интерферометрических измерениях интенсивность позволяет увеличить точность работы, так как при большей интенсивности выше яркость интерференционной картины и, следовательно, точность отсчетов.

Поляризованность. Поляризованным называют излучение, которое можно представить электрическим вектором, величина и направление которого в данной точке пространства закономерно меняются с течением времени. Излучение почти всех типов лазеров является поляризованным. Если торцы активных элементов лазера скошены под углом Брюстера, то степень поляризации близка к 100% и излучение является линейно поляризованным. В рубиновых лазерах, если торцы нормальны к оси стержня, вид и степень поляризации зависят от ориентации оптической оси кристалла относительно геометрической оси стержня. При углах 60 и 90° наблюдается линейная поляризация, при нулевом угле поляризации нет.

Свойство поляризованности излучения лазеров используется для разработки новых ОЭП, принцип действия которых основывается на различных эффектах в поляризованном излучении, а также для улучшения параметров приборов, где поляризованность не имеет принципиального значения. В первом случае примером могут служить ОЭП для измерения и контроля технических или физических величин. Во втором случае за счет поляризованности уменьшаются потери при модуляции излучения или увеличивается отношение сигнал/фон путем применения в приемной системе поляризационных светофильтров. Таким образом, увеличивается дальность действия и помехозащищенность ОЭП.

1.3. Некоторые особенности проектирования ОЭП с лазерами

Как было показано, свойства излучения лазеров могут быть эффективно использованы в ОЭП для существенного улучшения их параметров. При этом необходимо иметь в виду следующее обстоятельство. В настоящее время еще нет специальной теории проектирования

систем с лазерами, поэтому на практике нередко пользуются общими теоретическими положениями, разработанными для оптико-электронных приборов с обычными источниками излучения. Однако в ряде случаев невозможно правильно спроектировать прибор без учета специфики свойств излучения лазера.

Прежде всего, лазеры являются специфическими источниками излучения не только из-за своих основных свойств, но и потому, что в них отсутствует привычная для нас излучающая поверхность нагретого тела или газа, как у обычного источника. Поэтому, например, такое традиционное для расчета оптических систем понятие, как расстояние до источника (предмета), здесь не имеет четкого смысла. Неправильно представление о лазере как излучающей точке или как источнике параллельных лучей, если при этом не учитываются конфигурация резонатора и расстояние до точки наблюдения. Эти обстоятельства накладывают определенный отпечаток на расчет оптических систем для формирования пучка лазера. Кроме того, при расчете оптических систем необходимо учитывать модовый состав и поляризованность излучения лазера и иметь в виду возможность повреждения или выхода из строя оптических элементов под влиянием интенсивного излучения.

Монохроматичность излучения лазеров является причиной почти полной непригодности использования данных по поглощению радиации атмосферой, полученных для теплового излучения в относительно широких участках спектра, к расчету поглощения излучения лазеров. Если параметры приемника приводятся в паспорте для теплового излучения, их надо пересчитать для монохроматического излучения. При энергетических и точностных расчетах необходимо учитывать присущую излучению лазеров неравномерность распределения плотности потока в поперечном сечении пучка и по направлениям и негомоцентричность пучка лазера.

Таким образом, при проектировании систем с лазерами возникает задача определения свойств лазера как источника излучения. Далее необходимо учесть эти свойства при расчете оптических систем, выборе приемника, энергетическом и точностном расчетах. Кроме того, необходимо учитывать специфику изменения параметров излучения лазера при распространении через внешнюю среду.

Параметры лазеров как источников излучения в ОЭП

Параметры лазера целесообразно разделить на параметры излучения, знание которых необходимо при оценке принципиальной возможности решения той или иной задачи с помощью лазера (к ним относятся энергетические, пространственные и частотно-временные параметры), и эксплуатационные параметры лазера как прибора, определяющие технико-экономическую возможность осуществления принципиального решения. Так как первая группа параметров в значительной степени зависит от параметров резонатора, требуется дать их определения. Но прежде необходимо рассмотреть физические принципы работы лазеров, чтобы объяснить физическую природу свойств излучения лазеров и дать физико-техническое определение терминов, встречающихся при дальнейшем изложении.

2.1. Физические принципы работы лазеров

Принципы работы лазеров основаны на явлении вынужденного излучения и связаны с оптическими свойствами инверсной среды. Как известно, частицы, из которых состоит любая среда (атомы, ионы или молекулы), могут находиться в различных состояниях, отличающихся структурой (конфигурацией) электронного облака (электронные состояния) или характером относительного движения ионов в молекуле (колебательные и вращательные состояния). Возможные стационарные состояния образуют дискретную последовательность, которая определяет оптические свойства среды.

Одной из характеристик состояния является внутренняя энергия частицы. Эта энергия складывается главным образом из кинетической и потенциальной энергии электронов в электронном облаке атома или иона. В молекуле к этому добавляется кинетическая и потенциальная энергия относительного движения и расположения ионов, составляющих молекулу. Стационарным состояниям частицы соответствует дискретный ряд значений энергии. Состояние с наименьшей энергией является наиболее устойчивым, оно называется основным или нормальным. Все другие состояния, которым соответствует большая внутренняя энергия частицы, называются

возбужденными. Превышение энергии возбужденного состояния над энергией основного состояния представляет собой так называемый энергетический уровень данного состояния.

Число частиц, одновременно находящихся в каком-либо состоянии в единице объема среды, называется населенностью рассматриваемого состояния N . Каждому состоянию соответствует определенная населенность. Совокупность населенностей различных возможных состояний представляет собой распределение населенностей по состояниям. Если на среду не действуют какие-либо внешние факторы (температура, облучение, электрический ток и т. д.), все частицы находятся в основном состоянии. Такая среда называется невозбужденной. Среда, в которой некоторое количество частиц находится в возбужденном состоянии, называется возбужденной.

В общем случае можно представить, что несколько различных возбужденных состояний характеризуются одним и тем же значением внутренней энергии частицы, тогда данный энергетический уровень соответствует нескольким состояниям частицы. Такое положение называется вырождением возбужденных состояний. Число различных состояний, соответствующих данному энергетическому уровню, называется степенью вырождения или статистическим весом уровня g . Число частиц в единице объема среды, имеющих одну и ту же внутреннюю энергию и находящихся в одном и том же состоянии, называется населенностью энергетического уровня. Таким образом, населенность состояния и соответствующего ему уровня представляет собой одну и ту же величину.

Частицы среды не пребывают в возбужденном состоянии бесконечно долго, а обычно переходят из одного состояния в другое. При каждом переходе выделяется или поглощается энергия, которая может иметь разные формы: тепловую, звуковую или электромагнитную. Переходы, в результате которых излучается или поглощается электромагнитная энергия, называются оптическими. Частота излученного или поглощенного кванта энергии определяется разностью энергий начального и конечного состояния частицы: $\nu = \Delta W/h$, где h — постоянная Планка.

В дальнейшем для простоты из всей совокупности энергетических состояний частицы выделим два: состояние с большей энергией назовем верхним и обозначим его через i , а состояние с меньшей энергией — нижним и обозначим его через k . Соответствующие им уровни энергии также обозначим через i и k . Рассмотрим переходы, которые могут иметь место между этими состояниями. Мерой интенсивности процесса, связанного с переходом, является число переходов, совершаемых в единицу времени в единице объема среды. Эта величина называется скоростью перехода. Если переход заканчивается на данном уровне, то говорят о скорости заселения этого уровня, а если начинается, — о скорости расселения уровня.

Существуют три типа оптических переходов: спонтанные, поглощенные и вынужденные. Если частица, находящаяся в возбужденном состоянии, без каких-либо внешних воздействий переходит на более низкий энергетический уровень, то этот процесс называется спонтанным переходом. Спонтанный переход — это случайный процесс, совершаемый частицей в произвольный момент времени. Скорость спонтанного перехода пропорциональна населенности верхнего энергетического состояния. Спонтанным переходам соответствует спонтанное излучение. Так как частицы совершают переходы хаотически и независимо друг от друга, то фотоны спонтанного

излучения никак не связаны друг с другом: они имеют различные фазы, направление распространения излучения и состояние поляризации. Поэтому спонтанное излучение некогерентно, ненаправлено и неполяризовано (точнее говоря, оно когерентно и поляризовано в очень малой степени).

Энергетические уровни частицы даже в идеальном случае, когда отсутствуют какие-либо внешние воздействия на частицу, имеют конечную ширину. Ширина энергетического уровня регламентируется принципом неопределенности квантовой механики и зависит от времени пребывания (времени жизни) частицы в данном состоянии. Наиболее широкими оказываются уровни с малым временем жизни, а долгоживущие (метастабильные) уровни, напротив, имеют малую

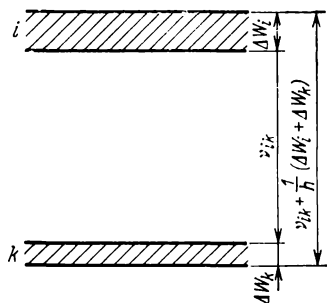


Рис. 2.1. К определению ширины линии.

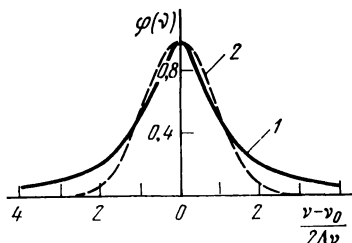


Рис. 2.2. Контуры спектральной линии:

1 — естественный или лоренцев;
2 — доплеровский.

ширину. Наличие определенной размытости энергетических уровней приводит к тому, что спектральные линии излучения (речь идет о спонтанном излучении) имеют конечную ширину. Из рис. 2.1 видно, что неопределенность в значении частоты перехода между двумя уровнями определяется как $\Delta\nu = h^{-1}(\Delta W_i + \Delta W_k)$. Спектральные линии излучения невозмущаемых и неподвижных частиц называются естественными спектральными линиями, а их ширина — естественной шириной линии (поскольку она определяется естественным временем жизни частицы). Вид (контур) спектральной линии зависит от вероятности перехода между рассматриваемыми уровнями.

Контур спектральной линии может быть определен методами квантовой механики. Однако аналогичные результаты получаются для классической модели экспоненциально затухающего гармонического осциллятора. Пользуясь методами гармонического анализа, можно показать, что если амплитуда гармонических колебаний уменьшается по закону $A(t) = A_0 \exp(-\alpha t)$, где α — константа затухания, то контур спектральной линии задается выражением

$$I(\nu) = I_0 \alpha^2 / [4\pi(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2],$$

где I_0 — спектральная интенсивность в центре линии. Такая форма контура называется естественной (рис. 2.2).

Практически наблюдаемые спектральные линии значительно

шире естественных. Основными причинами уширения спектральных линий являются взаимодействие между частицами и эффект Доплера. Взаимодействие между частицами как бы уменьшает время жизни соответствующего осциллятора. Форма спектральной линии при этом остается такой же, как у естественной, но ширина линии увеличивается. Такой вид уширения спектральной линии называется однородным или лоренцовым. Наибольшее значение этот вид уширения имеет в твердых средах, а также в газах, за исключением случаев сильного разрежения.

Доплеровское уширение особенно существенно для разреженных газов. Известно, что частота излучения движущегося излучателя, воспринимаемого неподвижным приемником, зависит от скорости и направления движения излучателя. Поскольку частицы газа не находятся в покое, то монохроматическое излучение частиц будет восприниматься как излучение со спектральной линией конечной ширины. При доплеровском уширении меняется также и контур естественной спектральной линии. Поэтому такое уширение называется также неоднородным. Вид доплеровской линии показан на рис. 2.2. Таким образом, спектр спонтанного излучения, соответствующего переходу частиц между двумя определенными уровнями, представляет собой уширенную спектральную линию. Спектр же излучения среды в целом будет зависеть от того, сколько энергетических уровней имеет частица, каково их взаимное расположение и степень уширения. Форму отдельной спектральной линии, независимо от характера уширения, будем называть контуром спектральной линии перехода или просто контуром перехода.

Другим оптическим переходом является поглощение, при котором частица поглощает фотон внешнего излучения и переходит в верхнее возбужденное состояние. Поглощение отличается от спонтанного перехода не только направлением перехода, но и зависимостью от внешних условий. Действительно, чем больше плотность фотонов внешнего излучения, тем чаще возникают акты поглощения в среде. Поэтому скорость процесса определяется не только населенностью исходного (нижнего) состояния, но и объемной спектральной плотностью энергии внешнего излучения на частоте перехода.

Наконец, остановимся на вынужденных переходах. При взаимодействии возбужденной частицы с фотоном ($h\nu$)₁ возможен переход частицы в состояние с меньшей энергией, при этом излучается дополнительный фотон ($h\nu$)₂. Фотон ($h\nu$)₁ в данном случае вынуждает (стимулирует, индуцирует) процесс подобно катализатору в химических реакциях, а фотон ($h\nu$)₂ появляется в результате перехода. Скорость процесса зависит не только от населенности верхнего состояния, но и от объемной спектральной плотности энергии внешнего излучения на частоте рассматриваемого перехода.

Отличительной особенностью вынужденного процесса является то, что фотон, возникающий в результате перехода, и фотон, стимулировавший переход, совершенно неотличимы друг от друга. Они имеют одну и ту же частоту, фазу, направление распространения и поляризацию. Поэтому вынужденное излучение, соответствующее стимулированным переходам, приобретает свойства монохроматичности, когерентности, направленности и поляризованности. Кроме того, оно является интенсивным, так как «размножение» фотонов лавинообразное. В лазерах основную роль играет вынужденное излучение, а в обычных источниках — спонтанное.

Распределение населенностей частиц по энергетическим состояниям зависит от вида возбуждения среды. Если возбуждение достигается под действием окружающей температуры, то чем больше энергия состояния, тем меньше его населенность, которая убывает по определенному закону. Такое распределение населенностей характеризует так называемое термодинамическое равновесие системы микрочастиц. Если среда находится в термодинамическом равновесии, то выполняется неравенство

$$N_i < (g_i/g_k) N_k. \quad (2.1)$$

Среда, в которой для любой пары состояний выполняется неравенство (2.1), называется нормальной средой.

Если кроме окружающей температуры на среду действуют другие возмущающие силы (например, электромагнитное поле), то распределение частиц будет отличаться от равновесного. При этом возможно достижение и такого распределения, когда

$$N_i > (g_i/g_k) N_k. \quad (2.2)$$

Если в среде хотя бы для одной пары состояний выполняется неравенство (2.2), то такая среда называется инверсной, а измененное по сравнению с равновесным распределение частиц по состояниям — инверсной населенностью.

Рассмотрим теперь взаимодействие внешнего излучения с возбужденной средой. Если не принимать во внимание собственное (спонтанное) излучение среды, интенсивность которого не зависит от внешнего излучения, то изменение лучистого потока при прохождении через среду будет связано с поглощением и вынужденным излучением. Поглощение вызовет уменьшение, а вынужденное излучение — увеличение потока внешнего излучения, причем изменение пропорционально скоростям соответствующих переходов.

В нормальной среде будут преобладать переходы поглощения и, следовательно, излучение будет ослабляться. Инверсная же среда усиливает проходящее через нее излучение, так как в ней преобладают вынужденные переходы. Изменение спектральной интенсивности поверхностной плотности потока внешнего излучения $M(\nu)$ характеризуется законом Бугера [10]:

$$dM(\nu) = \kappa(\nu) M(\nu) dz,$$

где $\kappa(\nu)$ — показатель усиления на частоте перехода, который зависит от индивидуальных свойств перехода и пропорционален инверсной разности населенностей или инверсии:

$$\kappa(\nu) \approx b_{ik} (N_i - N_k g_i/g_k) = b_{ik} \Delta N.$$

Величина b_{ik} называется спектральным коэффициентом Эйнштейна для вынужденного излучения. Зависимость спектрального коэффициента от частоты соответствует контуру спектральной линии данного перехода. Таким образом, зависимость κ от частоты определяется зависимостью $b_{ik}(\nu)$ и, стало быть, повторяет контур спектральной линии перехода, поэтому последний иногда называют контуром усиления. Инверсная среда определенной длины l характеризуется коэффициентом усиления $K(\nu) = \exp \kappa(\nu) l$.

Таким образом, прохождение излучения через инверсную среду сопровождается усилением потока. Одновременно изменяются свойства и самой пары инвертированных состояний. Действительно, если в первоначальный момент времени в среде имеет место инверсия, то

переходы, возникающие при прохождении излучения, будут приводить к уменьшению инверсии. Следовательно, показатель усиления будет уменьшаться, причем при стремлении спектральной плотности потока к бесконечности $\kappa(\nu) \rightarrow 0$. Этот процесс называется насыщением усиления.

В связи с насыщением искажается и частотный контур усиления. Возможны два случая предельных искажений. При однородно уширенной спектральной линии проходящее излучение на частоте ν взаимодействует со всеми частицами и уменьшает усиление пропорционально по всему контуру. Этот случай однородного насыщения показан на рис. 2.3, а. Если же контур перехода уширен неоднородно, то проходящее излучение взаимодействует лишь с группой частиц, имеющих определенную проекцию скорости на направление проходящего излучения. В этом случае в контуре усиления образуется провал, так называемый провал Лэмба (рис. 2.3, б).

Свойство инверсной среды усиливать проходящее через нее излучение на частоте инвертированного перехода и используется в лазерах. Так как усиление создается за счет вынужденного излучения, то усиленное излучение обладает всеми свойствами вынужденного, а именно: монохроматичностью, когерентностью, направленностью, интенсивностью и поляризованностью. Разумеется, что наряду с вынужденным излучением инверсная среда является источником и спонтанного излучения, происходящего за счет переходов частиц как между инвертированными, так и неинвертированными состояниями.

Среда, в которой может быть получено инверсное распределение населенностей частиц, является активной средой лазера, а конструктивный элемент, содержащий активную среду (или состоящий из активной среды), называется активным элементом лазера. Процесс, с помощью которого достигается инверсия в активной среде, называется накачкой, а физическая система, обеспечивающая этот процесс, называется системой накачки.

Для превращения процесса усиления в процесс генерации, т. е. для реализации лазера, необходима еще одна система — система положительной обратной связи. Роль обратной связи в лазере обычно выполняют две отражающие поверхности (зеркала), между ко-

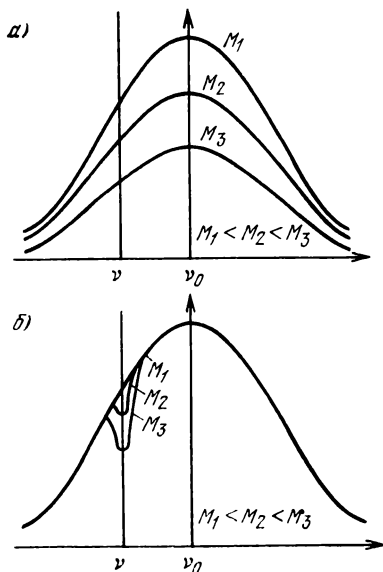


Рис. 2.3 Деформация спектрального контура усиления при прохождении излучения через инверсную среду:

а — однородное насыщение; б — неоднородное насыщение.

торыми располагается активный элемент. Система из двух зеркал называется оптическим резонатором. Резонатор вместе с активным элементом и системой накачки являются основными элементами лазера (рис. 2.4). Наличие резонатора приводит к тому, что через активный элемент многократно могут проходить лишь те колебания, направление распространения которых совпадает с осевым или близко к нему. Эти колебания, следовательно, получают наибольшее усиление, и уровень вынужденного излучения в них может значительно превосходить уровень спонтанного излучения, распространяющегося в том же направлении. Кроме того, в резонаторе могут распространяться лишь те колебания, частоты которых удовлетворяют условию образования стоячих волн, т. е. условию резонанса, которое, как известно, заключается в том, что на длине резонатора должно уложиться целое число полувольт. Более подробно влияние резонатора на пространственные и частотные параметры пучка рассмотрено в § 2.3 и 2.4.

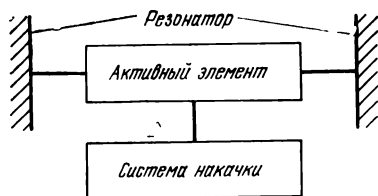


Рис. 2.4. Принципиальная схема лазера.

Для системы резонатор — активный элемент полезное выходное излучение является потерей энергии. Кроме того, энергия, действительно, теряется из-за рассеяния и поглощения в активном элементе, на его торцах, в зеркалах резонатора, дифракционных эффектов при отражении от зеркал и т. д. Для оценки качества резонатора вводится понятие добротности резонатора Q :

$$Q = 2\pi\nu W_{\text{зап}}/W_{\text{пот}},$$

где $W_{\text{зап}}$ — запасенная энергия; $W_{\text{пот}}$ — энергия, потерянная в единицу времени (1 с).

Очевидно, что для возникновения генерации в активной среде должна быть создана такая инверсия, чтобы усиление активного элемента превосходило суммарные потери энергии. Это условие называется условием возникновения генерации. Та часть контура усиления, в пределах которой усиление превышает потери, называется активной частью контура перехода.

Если система накачки обеспечивает стационарную инверсную населенность, то усиление электромагнитной энергии происходит непрерывно и выходное излучение представляет собой непрерывную электромагнитную волну. Если же накачка происходит импульсами, то и излучение является импульсным. При работе в импульсном режиме процессы накачки и усиления могут как совпадать, так и быть разнесенными во времени. В первом случае во время импульса накачки резонатор открыт и длительность импульса генерации примерно совпадает с длительностью импульса накачки. Это так называемый свободный режим. Если же резонатор открывается лишь в конце импульса накачки, то можно получить гораздо больший уровень инверсии и усиления и гораздо меньшую длительность импульса излучения, чем в свободном режиме. Это так называемый режим модуляции добротности резонатора.

Управляя процессом генерации, можно получить выходное излучение, форма которого строго зависит от времени. Для этого необходимо поддерживать постоянным частотный интервал между соседними колебаниями (модами) и фиксировать их фазы. Такой режим называют синхронизацией мод. В этом режиме выходной сигнал представляет собой последовательность очень коротких и мощных импульсов, а спектр состоит из ряда эквидистантных частот. При некоторых условиях возможен режим самосинхронизации мод [35].

Кратко рассмотрим основные узлы лазера. Активная среда лазера может находиться в различных агрегатных состояниях: твердом, жидком и газообразном. Активный элемент твердотельных лазеров состоит из матрицы (кристаллического или аморфного диэлектрика), которая является основой элемента и определяет его технические свойства. В вещество матрицы внедряются частицы активатора, энергетические уровни которого используются для достижения инверсии и генерации. Наиболее распространенными матрицами твердотельных лазеров являются оптическое легированное стекло, соединения типа $Y_3Al_5O_{12}$ — гранаты, соли некоторых кислот и корунд Al_2O_3 . В качестве активаторов наиболее часто используются хром (Cr) и неодим (Nd).

В полупроводниковых лазерах активный элемент представляет собой кристалл полупроводникового вещества в форме куба или параллелепипеда с размерами сторон в десятые доли миллиметра. В настоящее время наибольшее применение нашел арсенид галлия (GaAs).

В газовых лазерах активный элемент представляет собой трубку (кювету), наполненную рабочей смесью газов. Кювета изготавливается из стекла, кварца или металлокерамики. Торцы кюветы иногда сжимаются под определенным углом, и к ним приклеиваются плоскопараллельные стеклянные или кварцевые пластинки. Угол падения лучей на пластинки составляет угол Брюстера, а пластинки называются окнами Брюстера. Такое устройство обеспечивает минимальный коэффициент френелевских потерь на пластинках для излучения с определенным азимутом линейной поляризации. Это состояние поляризации, в свою очередь, само образуется в результате действия окон Брюстера и вынужденного характера усиления прохо-

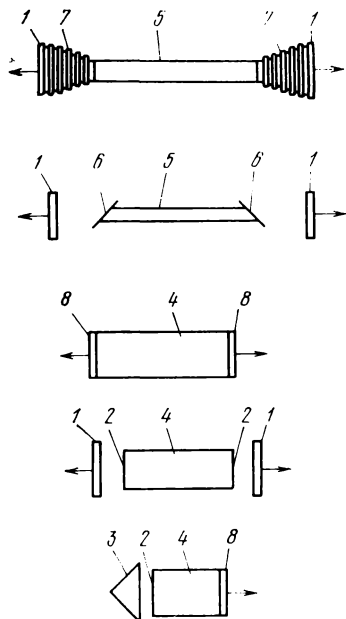


Рис. 2.5. Виды резонаторов лазеров:

1 — зеркало резонатора; 2 — полированная поверхность; 3 — призма полного внутреннего отражения; 4 — активное твердое вещество; 5 — трубка с газовой смесью; 6 — окно Брюстера; 7 — сильфон; 8 — отражающее покрытие.

дящего через кювету излучения. Торцы активных элементов твердотельных лазеров также иногда скашиваются под углом, обеспечивающим падение на них излучения под углом Брюстера. Кювета жидкостных лазеров в принципе устроена так же, как и газовых [36]. Наиболее известными активными средами газовых лазеров являются аргон, азот, смесь газов гелия и неона, смесь углекислого газа, азота и гелия, криптон, гелий с парами кадмия.

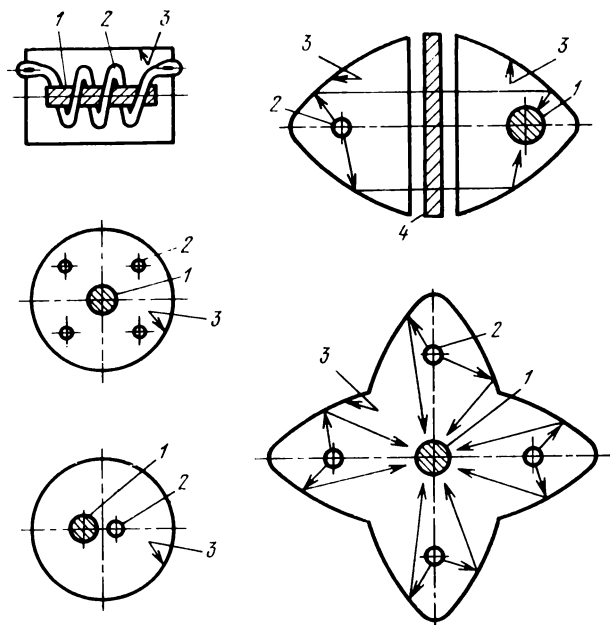


Рис. 2.6. Схемы осветителей:

1 — активная среда; 2 — лампа накачки; 3 — зеркальная поверхность; 4 — фильтр.

Отражающие поверхности, образующие резонатор, могут создаваться зеркалами; путем нанесения отражающих покрытий на торцы активных элементов; полировки границы раздела двух сред с различными показателями преломления; за счет полного внутреннего отражения. Некоторые виды резонаторов вместе с активными элементами показаны на рис. 2.5. Зеркала, соединенные с кюветой сильфонами, образуют так называемую конструкцию с внутренними зеркалами, а отдельные зеркала и кювета с окнами Брюстера — конструкцию с внешними зеркалами. Если отражающие элементы резонатора сделаны в виде зеркал, то они закрепляются в специальных массивных головках резонатора. Головки соединяются между собой стержнями из материала с небольшим коэффициентом линейного расширения (например, инвара) или закрепляются на общем жестком основании. В головках имеются винты или другие устройства,

с помощью которых производится юстировка резонатора (зеркала выставляются друг относительно друга в определенное положение).

Накачка лазеров достигается различными способами, например, пропусканием тока через p — n -переход, созданием газового разряда в кювете, облучением активного элемента внешним излучением (оптической накачки) и т. д. Как правило, в систему накачки входит источник питания — электронный блок, задачей которого является создание переменного, постоянного или импульсного тока (напряжения) с определенными параметрами.

Источником излучения при оптической накачке обычно является так называемая лампа накачки. Для более эффективного использования излучения лампы накачки применяется осветитель (отражатель), задачей которого является сосредоточение возможно большей части лучистой энергии лампы на активном элементе. Некоторые схемы осветителей показаны на рис. 2.6.

2.2. Основные параметры оптических резонаторов, определяющие свойства излучения идеализированного стабильного лазера

Свойства излучения лазера в общем случае зависят от параметров системы накачки, активной среды и резонатора. Физическая природа активной среды определяет участок (участки) спектра, в пределах которого возможна генерация, объем — мощность (энергию) излучения, а длина, расположение относительно зеркал резонатора и показатель преломления активной среды влияют на частотные свойства генерации. Параметры резонатора и уровень накачки в основном влияют на пространственные и частотные свойства излучения и излучаемую мощность. Не останавливаясь на других вопросах, рассмотрим только те параметры активной среды и резонатора, от которых зависят пространственные и частотные свойства излучения. В дальнейшем для простоты будем называть их параметрами резонатора, считая, что активная среда является его составной частью. Такими параметрами являются (см. рис. 2.7): расстояние между отражающими поверхностями (зеркалами) резонатора L ; длина активного элемента l ; радиусы кривизны отражающих поверхностей r_1 и r_2 ; расстояние между торцами активного элемента и зеркалами резонатора l_1 и l_2 ; показатель преломления активной среды n ; форма и размер апертурной диафрагмы $2a$ *).

Рассмотрим сначала приближение «пустого» резонатора ($n=1$). Совокупность кривизны отражающих поверхностей и расстояния между ними представляет собой определенную конфигурацию такого резонатора. На рис. 2.8 показано несколько характерных конфигураций резонаторов.

Конфигурацию резонатора принято задавать двумя обобщенными параметрами $g_1=1-L/r_1$, $g_2=1-L/r_2$.

Любая конкретная конфигурация может быть представлена точкой в системе координат g_1 , g_2 на графике, носящем название G -диаграммы (рис. 2.9). Так, например, плоский резонатор характе-

*) Апертурная диафрагма — диафрагма, ограничивающая поперечный размер пучка. Эту роль может выполнять не только реальная диафрагма, но и зеркала или активный элемент лазера.

ризуется точкой $A(1,1)$. Симметричный конфокальный резонатор (имеющий зеркала одинаковой кривизны) соответствует началу координат — точке $O(0,0)$, а вся совокупность конфокальных конфигураций задается гиперболой 1. Прямая AB на рисунке соответствует совокупности резонаторов с отражающими поверхностями равной кривизны, кривая 2 — гипербола.

В резонаторах лазеров используются зеркальные поверхности различной кривизны от плоских до сферических с радиусами кривизны порядка длины резонатора. Известны случаи использования не только вогнутых, но и выпуклых зеркал. Применение сферических зеркал позволяет существенно снизить требования к юстировке резонатора. Однако не любая пара зеркальных поверхностей может обеспечить устойчивую работу лазера. Нетрудно видеть, что в некоторых конфигурациях незначительное отклонение луча от осевого направления приводит к возрастанию этого отклонения после отражения, и луч быстро выходит из резонатора. Такие конфигурации называются неустойчивыми. В резонаторах устойчивой конфигурации луч, отклонившийся от осевого направления, после ряда отражений вновь возвращается в параксиальную область.

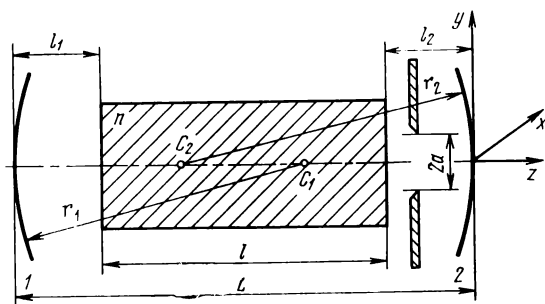


Рис. 2.7. Основные параметры резонатора.

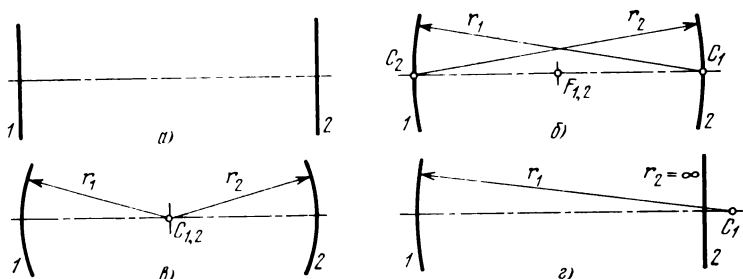


Рис. 2.8. Конфигурации резонаторов:

a — плоский; $б$ — конфокальный; $в$ — concentric; $г$ — произвольной конфигурации.

Как правило, генерация может возникнуть лишь в резонаторах с устойчивой конфигурацией. Только при очень большом коэффициенте усиления активной среды можно получить генерацию в некоторых неустойчивых конфигурациях. Рассмотрение вопроса в рамках геометрической оптики, что практически справедливо при факторе Френеля ($N=a^2/\lambda L$), большем десяти, дает резко очерченную границу области значений параметров g , соответствующих устойчивой конфигурации. Согласно приближению геометрической оптики данная пара зеркальных поверхностей способна обеспечить генерацию,

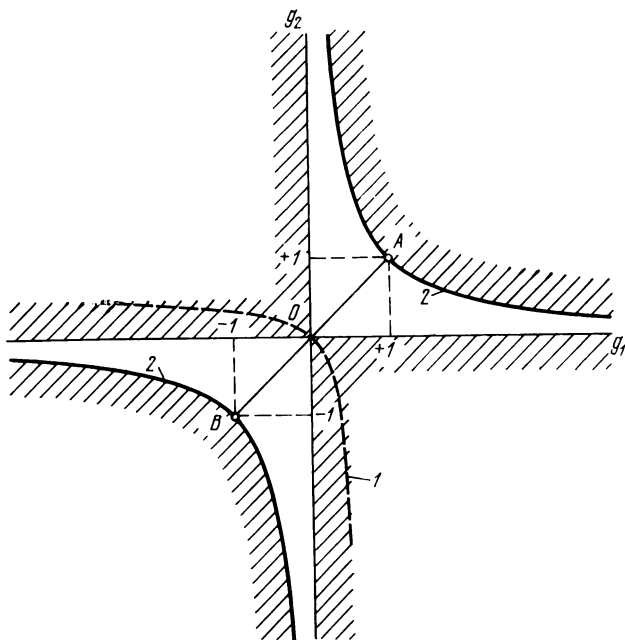


Рис. 2.9. G -диаграмма.

если значения g удовлетворяют следующему условию: $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$.

Графически это условие можно изобразить на G -диаграмме. Свободная от штриховки область (см. рис. 2.9) — это область значений g , соответствующих резонатору устойчивой конфигурации. Напротив, если координаты g_1 и g_2 резонатора попадают в заштрихованную область, то такой резонатор является неустойчивым. Следует заметить, что при вычислении значений g знак радиуса кривизны зеркала берется положительным, если зеркало вогнутое, и отрицательным, если зеркало выпуклое.

Если активная среда лазера имеет показатель преломления, отличный от единицы, но она заполняет резонатор полностью, то параметры g и условие устойчивости работы резонатора остаются такими же, как и для «пустого» резонатора. Если же активная сре-

да заполняет резонатор неполностью (как показано на рис. 2.7), то параметры g вычисляются следующим образом:

$$g_1 = 1 - (l_1 + l_2 + l/n) / r_1, \quad g_2 = 1 - (l_1 + l_2 + l/n) r_2.$$

Само условие устойчивости сохраняет при этом прежний вид и имеет такую же интерпретацию на G -диаграмме.

Если активный элемент резонатора имеет поперечную оптическую неоднородность, то выражения для g приобретают более сложный вид. Такой активный элемент можно рассматривать как некоторую идеальную оптическую систему, фокусное расстояние которой равно $f' = 1/\sigma$, где l — длина активного элемента; σ — параметр, характеризующий степень и знак оптической неоднородности, см^{-2} .

В активных элементах лазеров, возбуждаемых с помощью оптической накачки, σ имеет положительный знак и, следовательно, действие элемента соответствует положительной линзе. Используя величину f' и обозначая показатель преломления активного элемента на оси через n_0 , можно получить выражение для параметров конфигурации резонатора g_1 и g_2 , которые определяются не только кривизной зеркал и расстоянием между ними, но также оптическими параметрами активного элемента (n_0 , f'), его длиной и расположением в резонаторе (l_1 , l_2 , l) [37].

Характеристики резонаторов устойчивой конфигурации определяются так называемым конфокальным параметром. В случае симметричного конфокального резонатора это расстояние между зеркалами реального резонатора, а в случае резонатора произвольной конфигурации — расстояние между зеркалами воображаемого симметричного эквивалентного конфокального резонатора (ЭКР), поле которого совпадает с полем данного резонатора. Величину конфокального параметра R_3 «пустого» резонатора произвольной конфигурации можно определить по формуле

$$R_3 = 2L \sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2) / (g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)}.$$

Если активный элемент резонатора имеет оптическую неоднородность, характеризующуюся фокусным расстоянием f' , то величина конфокального параметра R_3 отличается от аналогичного параметра «пустого» резонатора [37].

В устойчивом резонаторе возникает стационарное электромагнитное поле, соответствующее полю генерации. Оптический резонатор обладает высокой добротностью (малыми потерями) только для определенных распределений электромагнитного поля. Эти высокодобротные конфигурации поля называются типами колебаний или модами оптического резонатора. Электромагнитное поле генерации соответствует одному или суперпозиции нескольких типов колебаний резонатора.

Поскольку резонатор имеет три измерения, то можно говорить о распределении электромагнитного поля по трем ортогональным осям x , y , z . В закрытом резонаторе распределение поля по всем трем характерным измерениям описывается гармонической функцией, длина волны которой соответствует условию резонанса: на размере резонатора должно уложиться целое число полуволн. В открытом резонаторе лазера такое положение имеет место только для продольного размера резонатора. Распределение поля вдоль оси z резонатора действительно представляется гармонической функцией с целым числом полуволн, которое для оптического излучения очень велико.

Распределение же поля в поперечном сечении (по осям x и y) существенно отличается от гармонического закона. На рис. 2.10 приведен вид характерного относительного распределения поля для различных типов колебаний резонатора. Типы колебаний генерации соответствуют полям, которые затухают на краях отражающих поверхностей.

В технике лазеров принято следующее обозначение мод резонатора: TEM_{mnq} . Сочетание букв TEM соответствует заглавным буквам английского выражения, означающего, что электромагнитное поле моды является поперечным колебанием. Индекс q называется

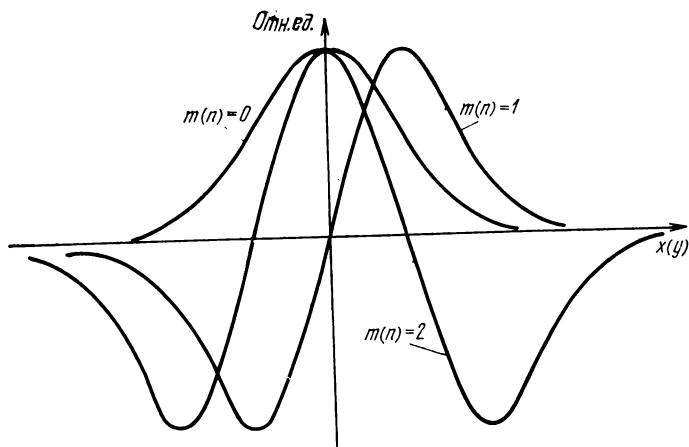


Рис. 2.10. Поперечные распределения поля в резонаторе.

продольным и означает число изменений знака поля вдоль оси резонатора. Поскольку он имеет большую величину, порядка $2L/\lambda$, его обычно опускают. Поперечные индексы m и n означают число изменений знака поля соответственно вдоль поперечных осей x и y и принимают значения 0, 1, 2 и т. д. Индексы m и n означают также число нулевых минимумов в распределении интенсивности излучения, так как при изменении знака поля интенсивность становится равной нулю. Поэтому легко определить обозначение моды по распределению, например, плотности потока излучения в поперечном сечении пучка. Правда, это можно сделать только в случае одной моды, так как при наложении двух или более мод характер распределения становится очень сложным.

Совокупность типов колебаний, характеризующихся только поперечными индексами, называют поперечной модой. Каждой поперечной моде, т. е. определенному виду распределения интенсивности в поперечном сечении пучка, соответствует несколько частот излучения, характеризующихся различными значениями q . Мода, характеризующаяся также и индексом q , называется продольной. Таким образом, полное обозначение относится к продольной моде, а индексы m и n относятся к обозначению поперечной моды. Указанное

обозначение относится к резонатору с двухосевой симметрией. Если же резонатор имеет центральную симметрию, то вместо индексов m и n обычно употребляют индексы p и l . В этом случае индекс p означает число перемен знака поля вдоль радиуса, а l — по углу (вдоль окружности определенного радиуса). Чем больше величины $m(n)$ или $p(l)$, тем более высоким считается тип колебаний. Мода с нулевыми значениями m и n (или p и l) называется основной.

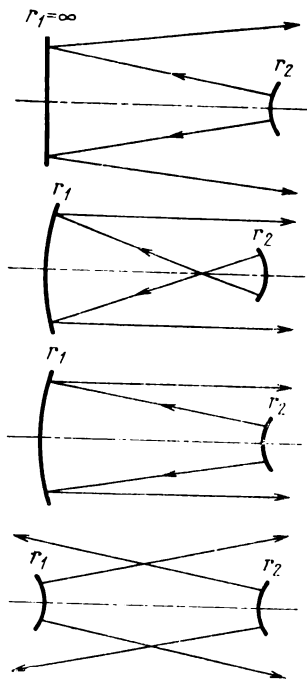


Рис. 2.11. Конфигурации неустойчивых резонаторов.

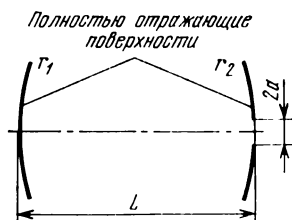


Рис. 2.12. Резонатор с отверстием.

Основными типами резонаторов существующих лазеров являются резонаторы устойчивой конфигурации. Однако за последнее время все большее распространение в реальных системах получают также и неустойчивые резонаторы [38]. Эти резонаторы являются оптимальными для лазеров с большими объемами однородной активной среды.

На рис. 2.11 представлены некоторые схемы неустойчивых резонаторов и ход лучей в них. Если одно зеркало перекрывает весь пучок, то оно является выходным (пучок в последний раз отражается от этого зеркала, а выходное излучение идет в сторону другого зеркала). Следует заметить, что неустойчивый резонатор может быть построен из полностью отражающих зеркал. Вывод излучения, как правило, осуществляется в одну сторону, хотя возможен и вывод с обеих сторон резонатора. Одним из характерных отличий неустойчивого резонатора от устойчивого является то, что в первом волна устанавливается всего за несколько проходов через резонатор. Поэтому влияние неоднородностей активной среды на параметры излучения здесь гораздо меньше. Другим их преимуществом перед резонаторами устойчивой конфигурации является то, что пучок имеет большой поперечный размер и поле генерации гораздо лучше заполняет активный элемент, что приводит к большему к. п. д. Увеличение поперечного размера пучка дает возможность уменьшить расходимость излучения.

Своеобразную схему представляет собой резонатор, вывод излучения из которого осуществляется через отверстие в одном или обоих зеркалах (рис. 2.12), что позволяет использовать полностью отражающие зеркала (в конструкциях с внутренними зеркалами

отверстие заклеивается материалом, прозрачным для излучения генерации).

В дальнейшем в книге рассматриваются параметры пучка лазеров с устойчивыми резонаторами. Что касается лазеров с неустойчивыми резонаторами, то они рассмотрены в работах [38—42].

2.3. Пространственные параметры пучка

Пространственные свойства излучения лазеров определяются распределением интенсивности и фазы колебания в пространстве. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка характеризует вид и размер пятна, а по направлениям — вид диаграммы направленности и расходимость пучка. Распределение фазы определяет волновой фронт колебания.

Распределение интенсивности излучения в сечении пучка представляет собой суперпозицию распределений, характерных для каждой поперечной моды. Данной поперечной моде соответствует свое распределение интенсивности по сечению пучка. Оно зависит от конфигурации и вида симметрии сечения резонатора — центральной или двухосевой. Как правило, даже при круглых зеркалах и активном элементе цилиндрической формы распределение интенсивности излучения в сечении пучка соответствует системе с двухосевой симметрией, так как различные радиальные направления оказываются неидентичными.

В плоском резонаторе с прямоугольной апертурой нормированное распределение плотности потока излучения на отражающих поверхностях для моды TEM_{mn} определяется выражением

$$M_{mn}(x, y) = \left\{ \frac{\cos^2 \left[\frac{\pi(m+1)x}{2a \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8\pi N_a}} \right)} \right]}{\sin^2 \left[\frac{\pi(m+1)x}{2a \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8\pi N_a}} \right)} \right]} \right\} \times \\ \times \left\{ \frac{\cos^2 \left[\frac{\pi(n+1)y}{2b \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8\pi N_b}} \right)} \right]}{\sin^2 \left[\frac{\pi(n+1)y}{2b \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8\pi N_b}} \right)} \right]} \right\}, \quad (2.3)$$

где x и y — текущие прямоугольные координаты в сечении пучка; a и b — размеры апертуры по осям x и y ; N_a и N_b — числа Френеля, соответствующие характерным размерам апертуры; $\beta=0,824$ — параметр в теории открытых оптических резонаторов, разработанной Л. А. Вайнштейном [43]. Функция \cos относится к чет-

ным значениям индексов мод, а \sin — к нечетным. Число мод зависит от уровня накачки.

В плоском резонаторе с круглым сечением нормированное распределение интенсивности на отражающих поверхностях принимает вид

$$M_{pl}(r, \varphi) = \left\{ J_p \left[\frac{V_{p(l+1)} r}{a \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8\pi N}} \right)} \right] \right\}^2 \cos^2(l\varphi), \quad (2.4)$$

где p и l — радиальный и угловой индексы моды; r и φ — текущие полярные координаты в сечении пучка; a — радиус сечения резонатора; J_p — функция Бесселя p -го порядка; $V_{p(l+1)}$ — $(l+1)$ -й корень функции Бесселя p -го порядка.

Распределения (2.3) и (2.4) для каждой отдельной моды остаются постоянными в любом сечении пучка. Однако между модами имеется сдвиг по фазе, зависящий от расстояния. Поэтому, если лазер работает в многомодовом режиме, картина распределения может меняться от сечения к сечению. С увеличением расстояния величина набега фаз уменьшается, и, начиная с некоторого расстояния, картина распределения интенсивности в сечении пучка практически не изменяется.

Волновой фронт колебаний, устанавливающихся в плоском резонаторе, приблизительно совпадает с поверхностями зеркал резонатора и, следовательно, представляет собой плоскость. Расходимость лучей в этом случае определяется дифракцией на апертуре резонатора. За величину расходимости при дифракционном ограничении принимается величина, отмечаемая по первому дифракционному минимуму в одну сторону от оси:

$$0 = k_d \lambda / 2a, \quad (2.5)$$

где $2a$ — размер апертуры или участка апертуры в данной меридиональной плоскости; k_d — коэффициент, зависящий от вида распределения плотности потока излучения в поперечном сечении пучка и формы апертуры.

При однородном распределении и круглой апертуре $k_d = 1,22$; в случае прямоугольной апертуры $k_d = 1$. При гауссовском распределении величина k_d зависит не только от формы апертуры, но и от отношения размера апертуры к размеру пучка (см. § 3.5). Если распределение имеет вид отдельных «пятен» в плоскости апертуры, то расходимость определяется формой и размерами соответствующих участков. Если апертура резонатора

круглая, то сечение пучка остается круговым на любом расстоянии от прибора. При неодинаковых размерах $2a$ и $2b$ в различных меридиональных плоскостях расходимость пучка будет различной и форма сечения будет меняться вдоль оси примерно в соответствии с выражениями

$$a_z = a + \frac{k_d \lambda}{2a} z, \quad b_z = b + \frac{k_d \lambda}{2b} z.$$

Обратимся к пространственным характеристикам электромагнитного поля резонатора, составленного из сферических или сферического и плоского зеркал. Отличительной особенностью распределения является независимость его поперечного размера от размеров сечения резонатора. В случае двухосевой симметрии сечения резонатора выражение, которое описывает нормированное распределение плотности потока излучения в пятне для данной моды, имеет следующий вид:

$$M_{mn}(x, y) = H_m^2 \left(\sqrt{2} \frac{x}{w} \right) H_n^2 \left(\sqrt{2} \frac{y}{w} \right) \times \\ \times \exp \left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2} \right),$$

где x и y — текущие прямоугольные координаты в сечении пучка; w — параметр, характеризующий масштаб сечения; H_m и H_n — полиномы Эрмита порядка, соответствующего индексу поперечной моды.

Основная мода ТЕМ₀₀ имеет распределение, описываемое функцией Гаусса, симметрично расположенной относительно начала координат. Для последующих мод характерно более сложное распределение с симметричным чередованием максимумов и нулевых минимумов. Число минимумов в распределении равно соответствующему индексу моды, а число максимумов на единицу больше. Периферийные максимумы имеют большую ширину, чем центральные.

Иной вид имеет распределение интенсивности при цилиндрической симметрии резонатора. В этом случае для записи общего выражения используется цилиндрическая система координат

$$M_{pl}(r, \varphi) = \left(\sqrt{2} \frac{r}{w} \right)^{2l} \left[L_l^l \left(2 \frac{r^2}{w^2} \right) \right]^2 \times \\ \times \exp \left(-2 \frac{r^2}{w^2} \right) \cos^2(l\varphi),$$

где L_r^l — полином Лагерра, причем p и l — соответственно радиальный и угловой индексы моды.

Как видно из этого выражения, распределение в основной моде при цилиндрической симметрии резонатора описывается функцией Гаусса и не отличается от случая прямоугольной симметрии. Для типов колебаний высших порядков распределение интенсивности имеет более сложный характер с периодическим чередованием экстремумов. При варьировании радиальной координаты $0 \rightarrow \infty$ число минимумов равно p , а при варьировании угловой координаты $0 \rightarrow 2\pi$ число минимумов равно $2l$.

Масштаб распределения как в случае прямоугольной, так и в случае цилиндрической симметрии резонатора определяется параметром w . Величина w равна расстоянию от оси пучка до точки, где интенсивность в сечении основной моды падает в e^2 раз (амплитуда в e раз). Параметр w называется размером пятна и зависит от конфигурации резонатора и сечения пучка.

Распределение плотности потока излучения в основной моде при любом типе симметрии резонатора оказывается симметричным относительно оси пучка:

$$M(r) = M_0 \exp(-2r^2/w^2), \quad (2.6)$$

где M_0 — максимальная плотность потока.

Для типов колебаний высших порядков за размер пятна можно принимать расстояние от оси до наиболее удаленной точки, где интенсивность уменьшается в e^2 раз по сравнению с максимальным значением. В табл. 2.1 приведены значения коэффициентов, на ко-

Таблица 2.1

Радиальный индекс типа колебаний	0	1	2	3	4
Коэффициент моды k_m ; отношение размеров пятен	1	1,52	1,86	2,12	2,32

торые следует умножать размер пятна основной моды, чтобы получить размеры пятен мод более высоких порядков в зависимости от номера моды.

Энергия излучения лазера с резонатором, образованным двумя сферическими или плоским и сферическим зеркалами, распространяется в свободном пространстве по криволинейным лучам (гиперболам) (рис. 2.13). Эти лучи совпадают с нормальными к волновому фронту, который вблизи оси представляет собой сферу. Пучок имеет минимальный поперечный размер (перетяжку) в некотором сечении, где фронт волны плоский. По мере удаления от этой плоскости, называемой также плоскостью сравнения, размеры пучка увеличиваются, а кри-

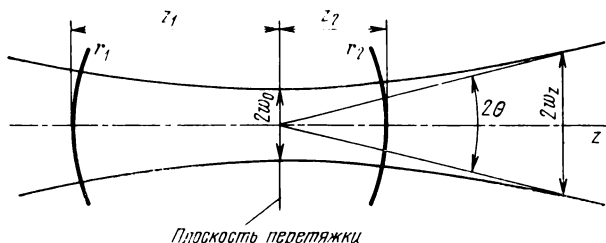


Рис. 2.13. Вид пучка лазера.

визна фронта сначала возрастает, а затем уменьшается. Положение перетяжки относительно зеркал резонатора определяется как

$$z_1 = L \frac{g_2(1 - g_1)}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}, \quad z_2 = L \frac{g_1(1 - g_2)}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}.$$

Пространственные параметры пучка резонатора со сферическими зеркалами рассчитывают, пользуясь понятием об ЭКР, центральное сечение которого совпадает с перетяжкой рассматриваемого резонатора. Метод ЭКР применим и к плоскому резонатору, если вследствие накачки активный элемент начинает играть роль линзы. Пользуясь понятием об ЭКР, следует иметь в виду, что метод справедлив лишь в том случае, когда рассчитанные с его помощью размеры пятен меньше апертурного размера заданного резонатора, а расходимость больше дифракционной.

Размер пятна определяется следующим образом. Размер пятна w_0 основной моды в плоскости перетяжки равен

$$w_0 = \sqrt{\lambda R_s / 2\pi}. \quad (2.7)$$

При известном числе мод и соответствующем коэффициенте легко найти размер пятна и многомодового излучения. Закон изменения w по координате z одинаков для мод всех порядков, для вычисления w_z на расстоянии z от плоскости сравнения можно воспользоваться соотношением

$$w_z = w_{mn} \sqrt{1 + \xi^2}, \quad (2.8)$$

где w_{mn} — размер пятна в плоскости перетяжки моды TEM_{mn} ; $\xi = 2z/R_0$ — относительная координата сечения.

Иногда бывает неизвестным число мод (оно зависит от уровня накачки) и, следовательно, величина w_{mn} . В этом случае необходимо измерить радиус сечения пучка на определенном расстоянии от перетяжки и, воспользовавшись формулой (2.8), найти величину w_{mn} . После этого можно вычислить w_z в любом сечении пучка по уровню интенсивности, принятому при измерении.

Форма фронта волны одинакова для мод всех порядков. В сечении перетяжки фронт волны представляет собой плоскость. В произвольном сечении пучка волновой фронт приближенно описывается сферой с радиусом

$$R = (1 + \xi^2) / 2\xi R_0. \quad (2.9)$$

Расходимость пучка лазера θ со сферическим резонатором меняется в соответствии с изменением размера пятна. Однако, как видно из (2.8), при $z \gg R_0$ размер пятна возрастает линейно, что позволяет ввести понятие расходимости как параметра лазера. Тогда

$$\theta = \lim (w_z/z) \text{ при } z \rightarrow \infty.$$

Для основной моды

$$\theta_0 = \sqrt{2\lambda/\pi R_0} = \lambda/\pi w_0. \quad (2.10)$$

Величина θ_0 представляет собой расходимость пучка в одну сторону от оси по уровню снижения интенсивности в e^2 раз от максимального значения. Для того чтобы найти θ по любому уровню интенсивности, выразим r в (2.6) через

$$r = w \sqrt{0,5 \ln(M_0/M)}. \quad (2.11)$$

Из определения θ следует, что $\theta/\theta_0 = r/w$, поэтому

$$\theta = \theta_0 \sqrt{0,5 \ln(M_0/M)}. \quad (2.12)$$

Например, расходимость пучка основной моды по уровню снижения интенсивности в два раза в соответствии с (2.12) равна

$$\theta_{0,5} = 0,47 \sqrt{\lambda/R_0}.$$

Получим выражение для θ через текущий радиус пятна основной моды в плоскости перетяжки r_0 . Из (2.11) и (2.12) $\theta = r_0(\theta_0/\omega_0)$. Выражая θ_0 и ω_0 соответственно из (2.10) и (2.7), получаем

$$\theta = 2r_0/R_0.$$

Здесь θ вычисляется (измеряется) по тому уровню интенсивности, по которому вычисляется (измеряется) r_0 . Моды высших порядков характеризуются большими углами в соответствии с увеличением размера пятна.

Надо иметь в виду, что в (2.10) не учитывается дифракция на апертурной диафрагме резонатора. Поэтому при больших значениях R_0 , когда резонатор близок к плоскому, оно не дает соответствующие практике величины расходимости. В этом случае необходимо рассчитывать дифракционную расходимость пучка. Если мода характеризуется неодинаковыми поперечными индексами или апертурная диафрагма не круглая, то пучок лазера имеет разную расходимость в различных меридиональных плоскостях.

Из выражений (2.5) и (2.10) видно, что расходимость пучка лазера независимо от того, ограничен он реальной диафрагмой или нет, носит дифракционный характер. Известно, что при рассмотрении дифракции вводят понятия зоны дифракции Френеля и зоны дифракции Фраунгофера [44]. Первая зона характеризуется тем, что здесь за счет разных путей распространения существует набег фаз между различными лучами. Во второй зоне набег фаз практически отсутствует. С другой стороны, в зоне дифракции Френеля происходит непрерывное увеличение расходимости пучка, а в зоне дифракции Фраунгофера расходимость постоянна. По отношению к пучку лазера эти зоны принято называть ближней и дальней зонами [225].

Условия дифракции Фраунгофера выполняются при

$$z \gg D^2/\lambda, \quad (2.13)$$

где D — диаметр апертуры, на которой происходит дифракция [44]. Как уже говорилось, в резонаторах со

сферическими зеркалами пучок в поперечном сечении не ограничен реальной диафрагмой (размер пятна не зависит от апертурного размера резонатора). Пользуясь выражениями (2.7) и (2.8), можно показать, что здесь граница ближней и дальней зоны определяется тем же выражением (2.13), но в качестве D следует принять диаметр пучка основной моды в плоскости перетяжки.

Дифракционное распределение интенсивности излучения по угловым направлениям в дальней зоне представляет собой диаграмму направленности излучения лазера. Вид диаграммы направленности излучения лазера с резонатором из сферических зеркал совпадает с видом распределения интенсивности в поперечном сечении пучка.

Необходимо иметь в виду, что вследствие присущей излучению лазера неравномерности распределения интенсивности в сечении пучка при определении размера пятна и расходимости могут приниматься разные уровни плотности излучения. Поэтому для каждого конкретного прибора надо знать, по какому уровню отсчитывались указанные параметры. В некоторых случаях в паспорте на прибор приводятся их удвоенные значения (диаметр пучка и полный угол).

Расходимость пучка лазера, определенную по уровню интенсивности, иногда называют угловой, в отличие от энергетической расходимости. Под энергетической расходимостью пучка излучения лазера понимают плоский угол, соответствующий телесному углу при вершине конуса, внутри которого распространяется заданная доля энергии или мощности пучка излучения лазера [45].

При проектировании ОЭП выбор пространственных параметров лазера играет очень большую роль. От распределения интенсивности в поперечном сечении пучка зависит точность определения центра пятна при использовании пучка для задания опорного направления; величина энергии, которая теряется при вивьютировании на оптических элементах, а также распределение энергии в дифракционной картине, возникающей при ограничении пучка. Выбор оптической системы для формирования пучка производится с учетом расходимости и диаметра поперечного сечения пучка.

2.4. Частотно-временные параметры и режимы излучения лазеров

Частотно-временные параметры и режимы излучения характеризуют спектр и распределение энергии излучения во времени. Спектр излучения лазера в общем случае представляет собой суперпозицию спектров поперечных типов колебаний, которые присутствуют в излучении. При практическом применении лазеров необходимо знать различные параметры спектра, например ширину отдельной линии спектра; общий диапазон, занимаемый излучением (ширину спектра); расстояние между отдельными линиями, которое определяет спектр биений, и т. д.

Спектр каждой поперечной моды — это ряд чрезвычайно узких спектральных линий, каждая из которых соответствует продольной компоненте электромагнитного поля резонатора. Спектральные линии излучения находятся в центрах резонансных линий резонатора, соответствующих условию образования стоячих волн (рис. 2.14,б).

Это условие определяет частотную характеристику добротности резонатора или частотную характеристику положительной обратной связи, создаваемой резонатором (рис. 2.14,в) в пределах активной части контура усиления (рис. 2.14,а). Ширина резонансной линии $\Delta\nu_p$ зависит от добротности резонатора Q :

$$\Delta\nu_p = \nu / Q.$$

Ширина линии генерации гораздо уже резонансной линии, однако она не бесконечно мала из-за вклада в генерацию спонтанного излучения и наличия тепловых флуктуаций материала головок резонатора.

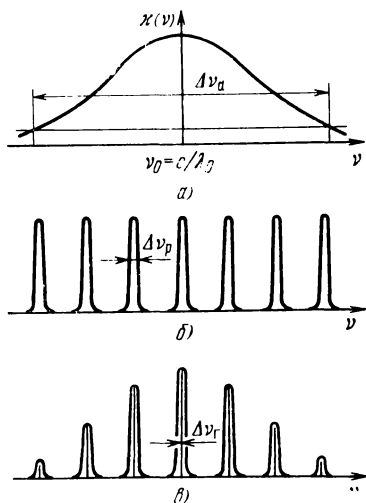


Рис. 2.14. Формирование спектра излучения лазера.

Расстояние между соседними линиями генерации для одной и той же поперечной моды в резонаторе любой конфигурации определяется длиной резонатора L , абсолютной величиной показателя преломления n и дисперсией активной среды $dn/d\lambda$:

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2nL \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right). \quad (2.14)$$

Если дисперсией пренебречь, частотный спектр поперечной моды представляется почти эквидистантным *) рядом частот с интервалом между соседними линиями

$$\nu_0 = c_0/2nL. \quad (2.15)$$

Величина ν_0 для разных типов лазеров имеет различные значения: в газовом лазере ($n \approx 1$) с $L=1$ м $\nu_0=150$ МГц, в полупроводниковых ($n \approx 3$) с $L=0,5$ мм она достигает сотен гигагерц (несколько нанометров). Число продольных компонент обычно невелико, так как генерация возникает лишь на тех резонансных частотах, которые попадают в активную часть контура перехода. Активная часть контура определяется коэффициентом превышения усиления над потерями X в центре контура и формой линии:

для доплеровского контура

$$\Delta\nu_a^{mn} = \Delta\nu_D \sqrt{\ln X_{mn}/\ln 2},$$

для однородно уширенного (лоренцового) контура

$$\Delta\nu_a^{mn} = \Delta\nu_L \sqrt{X_{mn} - 1}.$$

Расположение частотного ряда поперечной моды на шкале частот зависит от многих факторов, основными из которых являются поперечный порядок моды μ , конфигурация и апертурный размер резонатора. Поперечным порядком моды называют сумму $m+n+1$ для прямоугольной и $2p+l+1$ для цилиндрической геометрии резонатора. Именно эти суммы определяют частотные свойства моды. Для того чтобы количественно характеризовать расположение частотного ряда моды любого порядка в произвольном резонаторе будем считать базисным частотный ряд основной моды в условном плоском резо-

*) Эквидистантность ряда частот справедлива без учета эффектов взаимодействия излучения генерации с активной средой лазера.

наторе с бесконечно большим апертурным размером. Такой частотный ряд задается последовательностью $\nu = q\nu_0$. Частотный ряд любой поперечной моды в общем случае сдвинут относительно базисного (рис. 2.15) на величину, пропорциональную фазовому сдвигу моды за проход в резонаторе $\Delta\nu = \nu_0\varphi/180$.

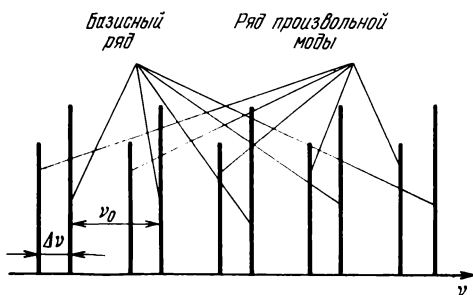


Рис. 2.15. Спектр двух поперечных мод резонатора.

На рис. 2.16 приведены рассчитанные на ЭВМ значения фазового сдвига для основной моды φ_0 . Для произвольной поперечной моды фазовый сдвиг определяется как

$$\varphi_\mu = \varphi_0 \mu. \quad (2.16)$$

Таким образом, рис. 2.16 и формулу (2.16) можно использовать для определения относительного частотного сдвига ряда спектральных линий различных поперечных типов колебаний. Сдвиг частотного ряда $\Delta\nu$ моды данного порядка μ удобно представить как сумму двух компонентов: $\Delta\nu_\mu = \Delta\nu'_\mu + \Delta\nu''_\mu = \mu(\Delta\nu' + \Delta\nu'')$. Оба компонента пропорциональны поперечному порядку моды. Величины $\Delta\nu'$ и $\Delta\nu''$ относятся к сдвигу для основной моды ($\mu=1$), причем $\Delta\nu'$ определяется только конфигурацией резонатора, а $\Delta\nu''$ зависит от апертуры резонатора. Компонент $\mu\Delta\nu'$, который, как правило, дает основную часть частотного смещения, будем называть конфигурационным сдвигом, а компонент $\mu\Delta\nu''$ — апертурным сдвигом частоты.

Конфигурационный сдвиг определяется кривизной зеркал резонатора и расстоянием между ними. Плоскому резонатору соответствует нулевой сдвиг, конфокальному — $0,5\nu_0$, для концентрического резонатора сдвиг мо-

ды равен интервалу между частотами ряда ν_0 . Общие выражения, по которым можно подсчитать величину конфигурационного сдвига для моды любого порядка и произвольного резонатора, таковы:

$$\Delta\nu'_\mu = \mu\nu_0 (\arccos \sqrt{g_1 g_2} / 180) \text{ для положительных } g;$$

$$\Delta\nu'_\mu = \mu\nu_0 (1 - \arccos \sqrt{g_1 g_2} / 180) \text{ для отрицательных } g.$$

Апертурный сдвиг частотного ряда, связанный с конечностью апертурного размера резонатора, определяет-

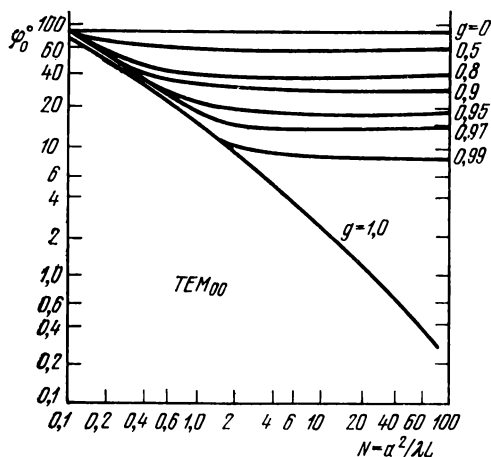


Рис. 2.16. Зависимость фазового сдвига за проход от N и $g = \sqrt{g_1 g_2}$.

ся для данной конфигурации резонатора и для данного порядка моды числом Френеля. Если бы апертурный сдвиг отсутствовал, то зависимости, представленные на рис. 2.16, имели бы вид прямых, параллельных оси абсцисс, причем уровень каждой прямой соответствовал бы $\arccos \sqrt{g_1 g_2}$. В действительности такая ситуация имеет место только при больших числах Френеля. С уменьшением апертурного размера резонатора величина фазового сдвига за проход возрастает, стремясь к 90° при $N \rightarrow 0$. Это означает, что частоты резонатора дополнительно смещаются в направлении к положению, характерному для конфокального резонатора, при малых числах Френеля. Этот дополнительный сдвиг частоты и есть апертурный сдвиг. Резонаторы различной конфигурации ха-

рактризуются разной величиной апертурного сдвига: сдвиг возрастает с увеличением произведения $g_1 g_2$. Наибольший сдвиг присущ плоскому резонатору, для которого $\Delta\nu''$ изменяется от нуля при больших N до $0,5\nu_0$ при $N \rightarrow 0$.

На практике обычно необходимо знать не абсолютные значения частот спектра излучения, а расстояния между ними. Дело в том, что детекторы оптических колебаний являются квадратичными фотоприемниками, в которых спектр излучения преобразуется в спектр разностных частот (биений). Спектр биений может быть рассчитан на основании данных по сдвигу частот. Следует отметить, что приведенные соотношения и графики не учитывают влияния дисперсии активной среды на положение частот. Вследствие дисперсии эквидистантность частот данной поперечной моды нарушается и спектр биений становится более богатым. Кроме того, обогащению спектра биений способствует разъюстировка зеркал резонатора, отступление их формы от идеальной и т. д.

Частотные свойства излучения лазера зависят также от соотношения длины активной среды и резонатора и положения активного элемента относительно зеркал резонатора. При определенных соотношениях может наблюдаться взаимодействие между модами, приводящее к изменению спектра излучения. Так, взаимодействие между поперечными модами (захват поперечных мод) приводит к исчезновению сдвига между продольными частотами этих мод, а взаимодействие между продольными модами (синхронизация продольных мод) — к устранению неэквидистантности, вызванной дисперсией активной среды. Излучение в этом случае представляет собой последовательность очень коротких импульсов. В обоих случаях спектр биений становится менее плотным.

Обычно излучение лазера происходит одновременно на нескольких длинах волн (частотах) в пределах активной части контура перехода. Однако со многих точек зрения излучение можно характеризовать одним значением длины волны или частоты, соответствующим средним значениям спектра спонтанного излучения. Это значение принимается за длину волны λ_0 (или частоту ν_0) лазерного излучения (см. рис. 2.14,а). Эти параметры генерации определяют:

— видимо излучение или нет (это свойство имеет важное значение для юстировки прибора, обеспечения скрытности работы);

— как излучение проходит через атмосферу и воду;

— величины дифракционного угла расходимости и минимального размера сфокусированного пятна;

— какие оптические материалы следует применить в оптических системах;

— какие приемники можно использовать для приема излучения;

— величину фона, принимаемого вместе с сигналом.

Различают следующие режимы излучения (работы) лазеров: непрерывный, импульсный (разновидностями которого являются свободный режим, модуляции добротности резонатора и синхронизации мод), одночастотный, одномодовый и многомодовый.

При непрерывном режиме энергия излучается непрерывно в течение некоторого времени. В непрерывном режиме работают большинство газовых лазеров в широком диапазоне температур, а также некоторые твердотельные и полупроводниковые лазеры при охлаждении до температуры жидкого азота и ниже. В импульсных режимах импульсы энергии излучения могут быть регулярно повторяющимися или одиночными. В режиме повторяющихся импульсов энергия излучается в виде регулярной последовательности импульсов, причем длительность импульса гораздо меньше периода повторения импульсов.

Одночастотным называется излучение, когда в спектре имеется только одна спектральная линия, соответствующая продольной моде резонатора. Для идеально стабильного резонатора ширина этой линии весьма близка к нулю. Одночастотный режим получен для газовых и твердотельных лазеров. Если набор частот в спектре излучения имеет одинаковое поперечное распределение поля, то такое излучение называется одномодовым, т. е. излучение происходит на одной поперечной моде резонатора (обычно TEM_{00}). Многомодовое излучение — это суперпозиция нескольких поперечных мод, многомодовый режим характеризуется, следовательно, набором многих частот и сложным поперечным распределением поля. Это наиболее распространенный режим работы всех типов лазеров, так как при нем достигается наибольшая мощность излучения. Как правило, одночастотный и одномо-

довый режимы получаются лишь в случае принятия специальных мер [46].

Выбор режима излучения связан со многими аспектами применения лазеров. Так, если необходимо получить минимальную ширину спектра излучения, то лазер должен работать в одночастотном режиме. При работе в импульсном режиме необходимо согласовать длительность импульса с постоянной времени приемника излучения и последующих электронных звеньев. Одномодовый режим излучения применяется, если необходимо получить определенное распределение интенсивности в поперечном сечении или минимальную расходимость пучка.

2.5. Энергетические параметры излучения.

Фотометрические соотношения в пучке лазера

К энергетическим параметрам относятся мощность и энергия излучения. При импульсном излучении, если распределение мощности в импульсе неравномерно, вводятся понятия средней и максимальной мощности импульса. Режим регулярной последовательности импульсов характеризуется средним потоком излучения, т. е. средним значением потока за заданный промежуток времени: $\Phi_{\text{ср}} = \Phi_{\text{и}} \Delta t / T$, где $\Phi_{\text{и}}$ — поток в импульсе; Δt — длительность импульса; T — период повторения импульсов.

Энергетические параметры излучения лазеров определяют дальность действия ОЭП с лазерами. Мощность и энергию излучения следует учитывать при проектировании оптических систем, так как при больших значениях этих параметров могут быть повреждены элементы оптической системы.

С энергетическими и пространственными параметрами пучка излучения лазера тесно связаны фотометрические величины, которые имеют некоторые особенности. Прежде всего, следует отметить, что к лазеру как источнику излучения нельзя применять законы теплового излучения (законы Кирхгофа, Стефана — Больцмана, Вина) вследствие совершенно различной природы теплового излучения и излучения лазера. Особенности фотометрических величин определяются следующими факторами:

— отсутствием в лазере реальной излучающей поверхности (излучение возникает в некотором объеме

активного элемента и формируется с помощью резонатора в узконаправленный пучок; можно говорить о распределении энергии в любом сечении пучка, но реальной излучающей поверхностью лазер не имеет);

— модовым составом излучения, что является причиной принципиально неравномерного распределения энергии излучения в поперечном сечении пучка и по направлениям;

— особой структурой пучка, определяемой дифракционным характером расходимости излучения. Вследствие этого увеличение размера поперечного сечения пучка вдоль оси распространения происходит по гиперболическому закону. Такая структура пучка наблюдается не только в лазерах с резонаторами из сферических зеркал, но и в случае плоских зеркал резонатора, если вследствие накачки активный элемент начинает играть роль линзы.

Для оценки характеристик излучения лазеров, однако, можно использовать известные фотометрические (светотехнические, энергетические) величины, разработанные для обычного излучения, с учетом этих особенностей. К этому следует добавить, что в случае многомодового излучения иногда при ориентировочных расчетах допускают равномерное распределение плотности излучения в пределах некоторой площади поперечного сечения или телесного угла пучка. В этом случае пользуются понятиями средних значений фотометрических величин.

Энергия излучения (лучистая энергия) Q_e представляет собой энергию вынужденного излучения лазера, проходящего через поперечное сечение пучка в заданный промежуток времени. Если излучение происходит в видимом диапазоне спектра, то наряду с лучистой энергией можно использовать понятие световой энергии Q_v .

Поток излучения (лучистый поток) Φ_e представляет собой энергию вынужденного излучения (энергию генерации), проходящего через поперечное сечение пучка в единицу времени: $\Phi_e = dQ_e/dt$. Если излучение происходит на основной моде TEM_{00} , величина потока Φ_e через некоторое сечение определяется соотношением радиуса рассматриваемого сечения r и размера пятна моды ω [см. (6.3)]:

$$\Phi_e = \Phi [1 - e^{-2(r/\omega)^2}],$$

где Φ — полный поток лазера, измеренный при $r \gg \omega$.

Если излучение происходит в видимом диапазоне спектра, то наряду с потоком излучения можно использовать понятие светового потока Φ_v . Поскольку излучение лазера монохроматично, то переход от энергетических величин к световым осуществляется очень просто:

$$\Phi_v = 683\Phi_e V_\lambda,$$

где 683 — световой эквивалент лучистой энергии на длине волны, соответствующей максимуму чувствительности глаза ($\lambda=0,55$ мкм); V_λ — коэффициент относительной видности глаза на длине волны излучения лазера, равный отношению светового эквивалента на длине волны лазера к 683.

Энергетическая сила света (сила излучения) I_e характеризует пространственную плотность потока излучения, т. е. величину лучистого потока, приходящегося на единицу телесного угла, в котором распространяется излучение:

$$I_e = d\Phi_e / d\omega.$$

Видимое излучение наряду с силой излучения можно характеризовать силой света I_v . Пользоваться величиной I_e (или I_v) можно лишь в дальней зоне, где пучок характеризуется определенной расходямостью. Можно показать, что при одномодовом излучении, расходямость которого равна θ_0 (телесный угол ω_0), сила излучения в направлении, характеризуемом углом θ , равна

$$I_e = 2\Phi\omega_0^{-1} \exp[-2(\theta/\theta_0)^2].$$

Поверхностная плотность потока излучения (энергетическая светимость) M_e определяет величину лучистого потока, излучаемого с единицы поверхности излучателя. Энергетическая светимость $M_e = d\Phi_e / dS$. При видимом излучении используется понятие светимости M_v .

Понятие энергетической светимости и светимости к лазеру можно применять лишь условно, поскольку в лазере нет реальной излучающей поверхности. Однако можно характеризовать поверхностную плотность потока излучения или светового потока в любом сечении пучка как отношение потока к площади поперечного сечения пучка в выбранном сечении. При одномодовом излучении распределение поверхностной плотности по-

тока излучения или светимости сугубо неравномерно и описывается функцией Гаусса. В этом случае величина энергетической светимости на оси пучка может быть выражена через полный поток как

$$M_e = 2\Phi / \pi w^2,$$

а на расстоянии r от оси

$$M_e = (2\Phi / \pi w^2) \exp[-2(r/w)^2].$$

Энергетическая освещенность (облученность) E_e характеризует плотность лучистого потока на облучаемой поверхности. Применительно к излучению лазера понятия светимости и облученности означают одно и то же: это плотность потока излучения в выбранном сечении пучка. Только одна величина применяется для оценки плотности потока излучения, а другая — для оценки плотности потока на облучаемой поверхности.

Лучистость (энергетическая яркость) L_e представляет собой величину лучистого потока, распространяющегося в единице телесного угла в заданном направлении с единицы площади излучающей поверхности. Из определения следует:

$$L_{e\beta} = d\Phi_{e\beta} / dS d\omega \cos \beta, \quad (2.17)$$

где β — угол между рассматриваемым направлением и нормалью к излучающей поверхности. Строго говоря, к пучку лазера с резонатором из сферических зеркал понятие яркости неприменимо. Если за излучающую поверхность принять перетяжку, то получается, что яркость стремится к бесконечности, так как вблизи от перетяжки расходимость $d\omega \rightarrow 0$, а в дальней зоне площадь излучающей поверхности $dS \rightarrow 0$ (лучи сходятся в центре перетяжки).

Физический смысл этого явления становится ясным, если считать лазер точечным источником излучения, понятие яркости к которому, как известно, неприменимо. Неправильно поэтому и вычисление средней яркости по формуле (2.17), где за dS принимается площадь перетяжки пучка, а за $d\omega$ — телесный угол в дальней зоне. Действительно, волновой фронт излучения лазера является сферическим, и ему соответствует эквивалентный точечный источник — центр кривизны фронта.

Естественно, что излучение лазера не подчиняется закону Ламберта и яркость нельзя определить, пользуясь выражением $L_e = M_e / \pi$.

Энергетическое количество освещения (энергетическая экспозиция) H_e представляет собой произведение энергетической освещенности (облученности) на время действия излучения: $H_e = dE_e dt$. Понятие экспозиции применимо к излучению лазера с учетом сделанных выше замечаний.

2.6. Эксплуатационные параметры лазеров

Перейдем теперь к рассмотрению второй группы параметров, относящихся к самому прибору.

Коэффициент полезного действия представляет собой отношение энергии генерации к электрической энергии, потребляемой источником накачки. Если лазер работает в непрерывном режиме, то его к. п. д. можно вычислить как отношение соответствующих мощностей. Однако при работе в импульсном режиме, если задается мощность в импульсе и потребляемая мощность, этого делать, разумеется, нельзя, поскольку время излучения и время (длительность) накачки не совпадают.

Потребляемая мощность (или энергия) имеет важное значение при использовании лазеров в автономных системах, например на борту космического аппарата, в полевых условиях и в любых стационарных установках с ограниченным электроснабжением. Следует обращать внимание на тот факт, что в лазере существует порог генерации, т. е. некоторое минимальное значение энергии накачки, необходимое для начала генерации.

Рабочая температура. Ряд лазеров работает в условиях охлаждения активного элемента и элементов системы накачки. Температура активного элемента может достигать значений, близких к абсолютному нулю (4 — 2 К). При таких температурах работают некоторые полупроводниковые лазеры. Охлаждения активного элемента до 77 К требуют некоторые твердотельные лазеры, работающие в непрерывном режиме. Активные элементы большинства аргоновых лазеров охлаждаются до комнатной температуры проточной водой.

Рабочая температура является важным ограничивающим фактором при использовании лазеров в полевых условиях и на летательных аппаратах. Как правило, холодильные аппараты непрерывного действия имеют большие габариты и массу и потребляют много электроэнергии. Установки с использованием сосудов Дьюара име-

ют ограниченный ресурс работы. Если по условиям эксплуатации применение системы охлаждения невозможно, то приходится снижать требования к энергии излучения или переходить на импульсный режим работы.

Время готовности к работе представляет собой промежуток времени от момента включения прибора в сеть до получения стабильного режима с заданными характеристиками излучения. В импульсных твердотельных лазерах основную долю времени занимает зарядка конденсаторов, а в приборах непрерывного действия — нагрев цепей блока питания или активного элемента. Время готовности некоторых лазеров составляет несколько минут, а в приборах с высоким уровнем стабильности параметров излучения — до десятков минут, что ограничивает их применение в быстродействующих системах. Особо важное значение этот параметр имеет в тех случаях, когда система с лазером должна по сигналу от датчика начать работу через строго определенное время.

Время непрерывной работы обычно ограничено, что вызывается нагревом активного элемента или элементов блока питания, после охлаждения которых лазер снова готов к работе. Этот параметр необходимо учитывать при применении лазеров в системах с заданным временем непрерывной работы, например, при поиске объекта, во время юстировки системы, при работе в дежурном режиме и т. п.

Ресурс работы представляет собой время работы лазера до выхода из строя одного из основных элементов прибора. Наиболее часто выходят из строя активный элемент, лампы оптической накачки, зеркала резонатора. Ресурс работы лазера является одним из основных экономических критериев оценки качества прибора. Действительно, если, например, один из двух приборов с одинаковыми техническими данными и одинаковой стоимостью имеет меньший ресурс работы, то его фактическая цена оказывается большей.

Габариты и масса имеют существенное значение, когда речь идет о мощных лазерах. Как правило, основное значение имеет источник питания, габариты и масса которого пропорциональны излучаемой мощности. Возможно уменьшение в ближайшем будущем габаритов и массы лазеров в связи с разработкой новых источников питания.

Вопросы надежности лазеров еще не решены достаточно полно. Одной из трудностей решения этих вопросов является необходимость получения большого статистического материала, что связано с крупными затратами. Можно считать, что надежность газовых лазеров соответствует надежности газоразрядных приборов, полупроводниковых лазеров — надежности других полупроводниковых приборов.

2.7. Стабильность параметров лазеров

Известно, что параметры лазеров не остаются строго постоянными во времени. Изменения параметров носят характер случайных колебаний (флуктуаций), причем среднее значение флуктуаций по мере старения прибора также изменяется. Стабильность можно рассматривать и с точки зрения воспроизводимости параметров от включения к включению или от импульса к импульсу. Очевидно, что стабильность параметров имеет решающее значение в ряде случаев применения лазеров в ОЭП. Так, при интерферометрических измерениях необходима высокая степень воспроизводимости и стабильности длины волны, при угловых измерениях — положения энергетической оси пучка; при измерениях дальности желательна стабильность расходимости и мощности излучения и т. д.

Если не принимать специальных мер, то все параметры излучения претерпевают изменение во времени. В настоящее время разработано достаточно много способов, с помощью которых поддерживается стабильность одного или нескольких параметров излучения. Все они разделяются на две группы: активные и пассивные. При активном способе стабилизации измеряют выходную величину, которую нужно стабилизировать, и воздействуют на соответствующий элемент лазера таким образом, чтобы скомпенсировать измеренную разность по сравнению с заданной величиной. Пассивные способы заключаются в разработке таких систем накачки, активных элементов и резонаторов, которые обеспечивают получение интересующего параметра в заданных пределах. Например, при активном способе стабилизации получена воспроизводимость и стабильность длины волны 10^{-41} излучения гелий-неонового лазера [47]. Рассмотрим в общих чертах стабильность тех параметров лазеров, которые имеют наиболее важное значение при эксплуатации ОЭП.

Мощность (энергия) излучения. Зависимость интенсивности выходного сигнала лазера от времени определяется соотношениями между амплитудами, частотами и фазами мод. В режиме свободной генерации они не фиксированы и меняются случайно от действия флуктуаций и нелинейных процессов [48]. Таким образом, если время наблюдения достаточно мало, то выходной сигнал в принципе будет непостоянным во времени. Если же время наблюдения значительно больше постоянной времени флуктуаций, то наблюдается усредненное значение сигнала. Усредненный сигнал меняется при изменении технических характеристик системы накачки, активного элемента и резонатора.

Причинами, вызывающими нестабильность мощности газовых лазеров, являются: флуктуации тока источника питания, нестабиль-

нбсть газового разряда, угловые разъюстировки зеркал резонатора, флуктуации инверсионной населенности, флуктуации тока эмиссии катодa, маличе комбинационных тонов. Экспериментально установлено, что в газовом лазере на смеси гелия неона и лазере на аргоне флуктуации выходной мощности достигают 1—2% при горячих и до 20% при холодных катодах с частотами до нескольких десятков мегагерц. В лазере на CO_2 типа ЛГ-23 (ОКГ-15) за счет стабилизации тока разряда с точностью 0,1% получено изменение мощности излучения в 2,5% в течение 2—5 мин [49].

Даже при стабилизации тока разряда происходят изменения мощности за счет температурных деформаций резонатора. Угловые разъюстировки зеркал резонатора приводят к увеличению эффективного размера поля и увеличению дифракционных потерь. Критичность к разъюстировке возрастает при переходе на одномодовый режим работы. Зависимость мощности излучения от оптической длины резонатора (так как $L_p = Ln$, то оптическая длина зависит от геометрической длины резонатора и от показателя преломления активной среды и воздуха внутри резонатора) объясняется следующим образом. При изменении оптической длины резонатора на $0,5\lambda$ частота продольной моды смещается на величину $0,5c/L$, т. е. на величину промежутка между продольными частотами поперечной моды, а при изменении длины резонатора, соответствующем смещению частоты в пределах всего контура перехода, мощность на любой продольной моде изменится от максимума до нуля. Очевидно, что в наиболее отчетливой форме эта зависимость проявляется при одночастотном режиме работы лазера. С увеличением числа частот в одномодовом режиме и тем более при переходе на многомодовый режим зависимость мощности от длины резонатора сглаживается.

Изменение мощности излучения лазеров наблюдается на двух отрезках времени: от включения до выхода на стационарный тепловой режим и при работе в стационарном режиме. На первом отрезке вследствие разогрева элементов конструкции резонатора и активного элемента оптическая длина резонатора меняется определенным образом и изменение может достигать относительно большой величины. Так, при нагреве стержня из инвара длиной 0,5 м на 10°C его длина увеличится на $\Delta L = L\alpha\Delta t = 0,5 \cdot 10^{-6} \cdot 1,5 \cdot 10^{-6} \cdot 10^6 = 7,5$ мкм, где α — коэффициент линейного расширения инвара ($\alpha = 1,5 \times 10^{-6}$ град $^{-1}$).

Практически при работе в многомодовом режиме изменение мощности одинаково как при изменении длины резонатора на $0,5\lambda$, так и на $0,5N\lambda$, если при этом изменение длины резонатора еще не приводит к изменению числа частот, укладывающихся в пределах контура перехода. Поэтому в этом режиме изменение мощности в зависимости от длины резонатора примерно одинаково как для первого, так и для второго отрезков времени, когда изменение длины резонатора имеет характер флуктуаций. Однако на первом отрезке времени мощность может существенно меняться по другим причинам, связанным с изменением параметров системы накачки и активного элемента от температуры. Активная система стабилизации мощности излучения гелий-неонового лазера типа ОКГ-11 позволила получить стабильность мощности в работе [50] 0,5% в течение нескольких часов, а в работе [51] 0,04% на 30 мин. Достигнута стабилизация мощности 0,05% за 5 мин в непрерывном лазере на CO_2 типа ЛГ-23 [52].

На величину энергии твердотельного лазера, в частности рубинового, влияют такие факторы, как величина электрической энергии накачки, интенсивность и спектральное распределение световой энергии ламп накачки, температура и термические деформации активного элемента, а в лазере с модуляцией добротности также характеристики системы модуляции добротности.

Величина выходной энергии импульсного рубинового лазера, работающего в режиме модуляции добротности, меняется от импульса к импульсу случайным образом [53]. В работе [53] исследовались лазеры с пассивным модулятором добротности и оптико-механическим затвором. Математическая обработка полученных результатов показала, что математическое ожидание значения энергии в импульсе примерно одинаково для обоих видов модуляции добротности, но дисперсия для лазера с пассивным затвором в 2—3 раза превышает дисперсию для лазера с оптико-механическим затвором. Возможное объяснение этому фактору заключается в возникновении термических искажений в жидкости затвора, вследствие чего характеристики резонатора от импульса к импульсу меняются.

Стабильность спектрального состава излучения лазеров определяется стабильностью положения кривой контура усиления активно-го вещества и стабильностью частот в пределах активной части контура усиления. Положение кривой контура усиления определяется температурой активного вещества. Например, в полупроводниковых лазерах при изменении температуры меняется ширина запрещенной зоны и кривая усиления сдвигается по шкале частот. Известна также зависимость частотного диапазона усиления от температуры в рубиновом лазере. Если положение контура усиления нестабильно, то такой лазер не может быть использован в приборах, в которых контролируется частота излучения. Нестабильность контура усиления необходимо учитывать при расчете поглощения излучения лазеров в атмосфере.

При неподвижном положении контура частотный спектр излучения в принципе не является стабильным, так как частоты определяются длиной резонатора, флуктуации которой всегда имеют место. Важно иметь в виду, что при изменениях оптической длины резонатора меняется и абсолютное значение частот и расстояние между ними. Другими словами, меняется и спектр частот и спектр биений. Оценить стабильность частот можно по формулам (2.14) и (2.15).

Основными причинами изменения частоты генерации являются: изменение показателя преломления активной среды [54] и воздуха внутри резонатора; изменение геометрической длины резонатора из-за температурных флуктуаций и вибраций. Для хороших конструкций резонаторов тепловые уходы частоты из-за расширения конструкции резонатора составляют менее 10^{-8} . Наибольшая стабильность частоты излучения достигнута в гелий-неоновых лазерах. Так, на $\lambda = 3,39$ мкм кратковременная воспроизводимость составляет $5 \cdot 10^{-14}$, на $\lambda = 0,63$ мкм стабильность равна 10^9 , а воспроизводимость составляет 10^{-7} . Во ВНИИМ создан гелий-неоновый лазер типа ЛГЭ-633 с воспроизводимостью 10^{-8} на $\lambda = 0,63$ мкм [55]. Как показала аттестация лазеров на смеси He-Ne, стабилизированных по провалу Лэмба, их $\lambda = 0,6329914$ мкм (в вакууме) [56].

В газовых лазерах на CO_2 показатель преломления газоразрядной среды зависит от тока разряда, причем величина переменной составляющей показателя преломления зависит от частоты модуляции тока [57]. Поэтому наряду со стабилизацией длины резонатора

большое внимание следует уделять и постоянству тока разряда. Вопросы стабилизации частоты излучения лазеров изложены в [58].

Положение энергетической оси пучка лазера в пространстве может меняться при угловых разъюстировках зеркал резонатора и при изменении распределения интенсивности в пучке. Первый случай обычно имеет место в газовых лазерах, а второй — в твердотельных.

Угловые разъюстировки зеркал резонатора носят характер как флуктуаций, так и медленных уходов. Флуктуационные колебания энергетической оси практически не изучены. Медленные уходы вызываются неравномерным нагревом конструкции резонатора. Вследствие этого после включения лазера энергетическая ось пучка медленно изменяет свое положение как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскостях. Так как нагрев конструкции в газовых лазерах происходит в основном за счет тепла, выделяемого активным элементом, то сильнее нагреваются части, находящиеся выше активного элемента. После достижения стационарного распределения температуры энергетическая ось пучка остается неизменной (не учитывая флуктуаций.) Экспериментально обнаружено, например, что в лазере типа ОКГ-11 стационарный режим достигается через 25—30 мин после включения. За это время ось пучка смещается снизу вверх примерно на 20". Смещений в горизонтальной плоскости практически нет.

В твердотельных импульсных лазерах распределение энергии от импульса к импульсу меняется и, следовательно, смещается энергетическая ось пучка. На поперечную структуру поля твердотельных лазеров сильное влияние оказывает осветитель. Для получения и устойчивого воспроизведения импульсов с регулярной структурой перспективны диффузные цилиндрические осветители [59]. При их использовании порог генерации несколько выше, чем при использовании зеркальных эллиптических осветителей, но при значительном превышении порога они более эффективны. Имеют также место и уходы оси, связанные с изменением положения оптической оси резонатора. Вопросы определения энергетического центра пучка излучения лазера рассматриваются в [60].

Расходимость газовых лазеров, как правило, определяется конфигурацией резонатора и мощностью накачки, от которой зависит модовый состав излучения. При разъюстировке резонатора в процессе работы мощность излучения падает и соответственно уменьшается расходимость. Тот же эффект наблюдается при уменьшении мощности накачки.

В твердотельных лазерах расходимость может меняться, когда под действием излучения накачки активный элемент приобретает свойства линзы, фокусное расстояние которой определяется неравномерностью нагрева стержня в поперечном направлении. Поэтому изменяется конфигурация резонатора и расходимость пучка в процессе излучения импульса. Изменение расходимости от импульса к импульсу происходит в результате изменения параметров как источника тока, так и осветителя и источника излучения накачки. В полупроводниковых лазерах изменение расходимости в процессе работы определяется в основном эффектом действия «тепловой линзы», который зависит от мощности накачки и условий теплоотвода, а также изменением мощности накачки.

Проведенное рассмотрение стабильности параметров лазеров, конечно, является далеко не полным. Очевидно, что в ряде случаев решающее значение имеют и другие характеристики излучения. Так, например, при измерении расстояний импульсно-фазовым способом

большое значение имеет временная структура излучения, т. е. стабильность положения энергетического центра тяжести импульса излучения во времени. В работе [61] показано, что наиболее стабильными из полупроводниковых лазеров в этом отношении являются инжекционные лазеры с двойной гетероструктурой.

2.8. Обзор промышленных лазеров

Промышленными типами лазеров до недавнего времени являлись газовые, твердотельные и полупроводниковые лазеры. В ближайшее время, по-видимому, можно будет говорить и о промышленных жидкостных лазерах [62—65]. В последнее время большое изменение претерпели основные узлы лазеров: системы накачки, активные элементы и резонаторы.

Развитие систем накачки идет в направлении создания более эффективных осветителей, разработки новых источников излучения накачки, новых принципов накачки и улучшения технической реализации накачки. В связи с разработкой непрерывных твердотельных лазеров большое внимание уделяется отводу тепла от активного элемента. Для этого в схему осветителя включается светофильтр, пропускающий только полезное излучение источника. В качестве светофильтра используется жидкость, которая, поглощая тепло активного элемента, играет одновременно и роль охлаждающей жидкости (хладоагента).

Известно, например, что стекло, применяемое в качестве матрицы в неодимовых лазерах, поглощает значительную долю энергии ламп накачки. Поэтому в активном элементе происходят фотохимические и тепловые процессы, приводящие к ухудшению выходных параметров лазеров, а иногда и к разрушению активного элемента [66]. Применение жидкостного светофильтра из раствора нитрита натрия (NaNO_2) существенно улучшает работу лазера, в частности величина выходной мощности не снижается от вспышки к вспышке. Эксперименты показали, что положительный эффект дают те растворы, у которых отсутствует пропускание в области 180—220 нм и оптимально согласовано пропускание с пропусканием неодимового стекла в области 360—390 нм. Следует отметить, что водный раствор нитрита натрия непригоден для длительной работы в лазере и хранения, так как при окислении изменяются его спектральные характеристики и происходит коррозия большинства конструкционных материалов. Кроме того, невозможна работа при температурах ниже 0°C [67].

В лазерах на кристаллах граната YAG: Nd^{3+} в качестве источника излучения накачки вместо ксеноновых ламп и ламп накаливания с подным циклом [10] все шире используются криптоновые лампы [68]. В работе экспериментально показано, что использование криптоновых ламп увеличивает к. п. д. лазера при работе как в непрерывном, так и в импульсном режиме. Большая эффективность криптона объясняется лучшим согласованием спектра его излучения с полосами поглощения неодима, которые находятся в области 0,56—0,92 мкм. Криптоновые лампы допускают большие нагрузки и поэтому позволяют получать большие мощности излучения.

Недостатком криптоновых ламп является, как правило, меньший срок их службы. Поэтому их эффективность проявляется лишь в начальном периоде работы, а затем она становится меньше, чем

у более долговечных ксеноновых ламп. При длительной работе наиболее эффективны лампы с рабочей смесью 50% криптона и 50% ксенона [69]. Эффективность дугового непрерывного разряда увеличивается примерно на два порядка при стабилизации его газовым вихрем (вихревой разряд) [70]. Вихревой разряд является перспективным для непрерывной оптической накачки лазеров на кристаллах YAG: Nd^{3+} . Преимущество криптона перед другими наполнителями и в этом случае сохраняется.

Эффективность оптической накачки существенно зависит от характеристик отражения осветителей. Коэффициент отражения осветителя должен быть максимальным в полосе поглощения активного элемента и минимальным в остальных участках спектра. При этом обеспечивается максимальное использование энергии ламп накачки и наименьший вредный нагрев активного элемента. В настоящее время в осветителях твердотельных лазеров используются серебряные покрытия, которые не полностью удовлетворяют указанным требованиям. Коэффициент отражения серебряных покрытий не превышает 95% и, кроме того, уменьшается в процессе работы. Гораздо более эффективными являются интерференционные многослойные (19—27) покрытия из слоев двуокиси титана и двуокиси кремния. Коэффициент отражения интерференционных покрытий превышает 99% на частотах, соответствующих переходу частиц на верхний рабочий энергетический уровень, и имеет минимальную величину для частот поглощения, соответствующих вредному нагреву активного элемента. Поэтому использование этих покрытий повышает к. п. д. оптической системы накачки, уменьшает нагрев активного элемента и обеспечивает постоянство характеристик осветителя во времени [71].

В ряде случаев при сохранении принципа накачки изменяется ее техническая реализация. Например, в лазерах на CO_2 вместо продольного электрического разряда используется поперечный разряд. Необходимость применения поперечного разряда объясняется желанием увеличить мощность излучения. В лазерах на CO_2 она растет с увеличением давления газа в кювете и длины кюветы. И в том и в другом случае требуется повышенное напряжение разряда. Использование поперечного разряда позволяет достигать высокой напряженности поля при сравнительно низком полном напряжении. Поперечный разряд реализуется с помощью набора (цепочки) электродов или электродов в виде стержней, расположенных вдоль кюветы.

В импульсном ультрафиолетовом лазере на азоте ($\lambda = 337,1$ нм) был использован так называемый объемный разряд, при этом достигнута пиковая мощность 2 МВт при средней мощности 150 мВт [72].

Особое значение приобретает накачка лазеров на CO_2 путем нагрева смеси газов с последующим быстрым расширением со сверхзвуковой скоростью. В дозвуковой части трубки газ нагревается до температуры свыше 1000°C и находится под давлением в десятки атмосфер. Затем он проходит через сопло, форма которого «заставляет» газ двигаться со сверхзвуковой скоростью. При этом происходит быстрое расширение газа и уменьшение его температуры. Релаксация населенности возбужденных уровней CO_2 происходит с разной скоростью: релаксация верхнего уровня протекает так медленно, что на расстоянии до 1 м от сопла населенность остается практически постоянной, в то время как релаксация нижнего рабочего уровня происходит за время, меньшее, чем требуется для расширения (это-

му способствует добавка в смесь $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ водяных паров). Резонатор в таком лазере устанавливается так, что его ось перпендикулярна направлению движения газа. Получение высоких значений температуры и давления в дозвуковой камере достигается различными путями, например с помощью компресса, сжигания топлива, взрыва, электрического разряда.

В настоящее время газодинамические лазеры на CO_2 развивают в непрерывном режиме мощность 60 кВт (имеются сообщения о достижении мощности 160 кВт) при многомодовом излучении и 30 кВт в одномодовом. Полагают, что от них можно получить непрерывную мощность до 10^6 кВт [73].

Перспективной является накачка неодимового лазера на гранате с помощью инжекционных лазеров [74] и светодиодов на основе GaAsP. Известно, что светодиоды имеют небольшие размеры и массу, высокий к. п. д. преобразования электрической энергии в лучистую. Спектр излучения светодиодов на основе GaAsP очень хорошо согласуется со спектром поглощения неодима в гранате, соответствующего заселению верхнего рабочего уровня. Поэтому применение этих светодиодов позволит создать лазер без охлаждения и с небольшими габаритами. Для лазеров, работающих в космических аппаратах, важное значение приобретает солнечная накачка. Такие лазеры на гранате с неодимом разработаны [75]. Имеются сообщения о разработке лазера с накачкой продуктами ядерной реакции [76].

Совершенствование активных элементов лазеров идет по пути улучшения их однородности, физико-технических свойств, увеличения снимаемой полезной энергии. Так, например, металлическая внутренняя поверхность трубки в гелий-неоновом лазере позволяет увеличить мощность излучения на 10—20% [77]. Для лазеров на CO_2 увеличивается давление газовой смеси, что при работе в импульсном режиме позволяет не только повысить мощность в импульсе, но и получить ультракороткие импульсы длительностью порядка 10^{-11} с [78]. Увеличение давления в газовой смеси при получении ультракоротких импульсов принципиально необходимо, так как чем короче импульс, тем больше должна быть ширина полосы спектра частот. Широкая полоса частот усиления создает также предпосылки для перестраивания частот излучения. В настоящее время уже разработаны лазеры на CO_2 с давлением в кювете 10^5 Па, но имеются предпосылки для еще большего увеличения давления [79]. Имеются сообщения о достижении давления до $6 \cdot 10^6$ Па [80].

В лазерах с высоким давлением разряд создается с помощью поперечного поля (лазеры на CO_2 с поперечным разрядом называются ТЕА-лазерами). Давление в них достигает 10^5 Па. При дальнейшем повышении давления для создания тока требуется внешний источник ионизации газовой смеси. Такие лазеры называются электроионизационными [81, 82]. В лазерах с высоким давлением смеси удастся получить объемную энергию около 0,1 Дж/см³, к. п. д. $\approx 25\%$, пиковую мощность 10^8 Вт, выходную энергию 200 Дж. Однако при больших давлениях наступает пробой газовой смеси под действием собственного лазерного излучения [83]. Возникающая при этом плазма поглощает энергию излучения и ограничивает импульс. Длина активных элементов лазеров на CO_2 достигает нескольких десятков метров [84].

В аргоновых лазерах повышение удельной выходной мощности, снимаемой с активного элемента, достигается путем увеличения диаметра разрядной трубки и выбором оптимального значения внешне-

го аксиального магнитного поля, накладываемого на трубку. Показано, что увеличение выходной мощности при переходе на трубку большего диаметра обусловлено увеличением инверсии населенностей [85]. В твердотельных лазерах увеличение мощности ограничивается плотностью энергии, при которой происходит разрушение активного элемента вследствие нелинейных эффектов. Следовательно, при определенной плотности повышение полной энергии возможно лишь при увеличении поперечного сечения активного элемента. В работе [86] предлагается для мощных стеклянных неодимовых лазеров использовать элементы с расширяющимся сечением.

Паряду с усовершенствованием известных активных элементов, создаются новые их типы, благодаря чему разрабатываются лазеры с новыми параметрами. Например, в литрий-алюминиевом гранате в качестве активатора использован хром [87]. В качестве примера газовых лазеров можно отметить криптоновый лазер, а также ряд лазеров на парах металлов [88—90]. Импульсные лазеры на парах металлов (цинка, меди, висмута, свинца и др.) называются лазерами на «самоограниченных» переходах (длительность импульса ограничивается свойствами перехода). От этих лазеров ожидаются большие импульсные мощности (до 100 МВт в объеме 0,001 м³) и к. п. д. Получена генерация на жидком ксеноне при воздействии пучком электронов с длиной волны в области вакуумного ультрафиолета: $\lambda=176$ нм, имеются сообщения о получении генерации на четырехкратно ионизированном неоне ($\lambda=235,8$ нм) и $\lambda=212$ нм (пятая гармоника неодимового лазера) [91]. Разработан водородный лазер [92].

Значительный прогресс достигнут в активных элементах полупроводниковых лазеров [224]. Вместо обычного $p-n$ -перехода используются так называемые гетероструктуры, которые ограничивают область $p-n$ -перехода с одной или двух сторон. Ширина активной области полупроводника при этом уменьшается до нескольких микрон. Так как гетероструктура препятствует диффузии электронов и дырок из активной области, то инверсия достигается при гораздо меньшей плотности тока накачки, чем в обычных лазерах. В свою очередь, это позволяет при соответствующем теплоотводе работать в непрерывном режиме при комнатной температуре [93—95]. Однако при использовании гетероструктур увеличивается расходимость пучка из-за дифракции, достигая 45°. Для увеличения средней мощности излучения полупроводниковых лазеров активный элемент делается в виде решетки, состоящей из большого числа лазерных диодов. Так, решетка из 100 диодов из арсенида галлия позволила достичь средней мощности излучения 30—40 Вт при пиковой мощности 1,5–2 кВт.

В качестве резонаторов современных лазеров используются не только устойчивые конфигурации зеркал, но и неустойчивые конфигурации, например, резонатор телескопического типа. Применение такого резонатора возможно, если активная среда обладает большим коэффициентом усиления. Преимуществом резонатора телескопического типа является более полное использование объема активного вещества и малая расходимость формируемого пучка, определяемая дифракцией на большом зеркале и уменьшением числа перерывов мод.

Использование неустойчивого резонатора телескопического типа в неодимовом лазере позволило почти на порядок уменьшить расходимость по сравнению с плоским резонатором [96]. Разработаны газовые лазеры с большим усилением активной среды с неустойчи-

вым резонатором [97]. В лазерах на CO_2 применяются резонаторы с отверстием, сделанным в полностью отражающем зеркале. В конструкции резонатора с внутренними зеркалами отверстие закрывается материалом, прозрачным для излучения с $\lambda = 10,6$ мкм. В полупроводниковых лазерах для уменьшения расходимости осуществляется вывод излучения через дифракционную решетку; так называемые рос-лазеры (с распределенной обратной связью) [98]. Все большее развитие получают лазеры с перестраиваемой частотой генерации [99—103]. В мощных лазерах изменение частоты достигается использованием лазеров на органических красителях с лазерной накачкой, параметрических генераторов путем умножения частоты, смещения частот, преобразования частоты на основе комбинационного рассеяния.

В настоящее время можно отметить интеграцию свойств излучения различных типов лазеров. Например, наибольшую мощность в импульсе можно получить от твердотельных лазеров, по значительные импульсные мощности достигаются в лазерах на CO_2 . Сравнительно большие мощности в импульсе получены даже в полупроводниковых лазерах с элементом в виде решетки [104]. По мощности в непрерывном режиме на первом месте находятся газодинамические лазеры, но продолжают расти мощности непрерывного излучения твердотельных лазеров.

Что касается к. п. д., то существует большее различие не между типами лазеров, а между различными видами одного и того же типа лазера. Здесь можно отметить очень малое значение к. п. д. газоразрядных лазеров на аргоне и смеси газов гелия и неона (0,01—0,1%). К. п. д. же таких распространенных промышленных лазеров как газовых на CO_2 , твердотельных на рубине и стекле с неодимом и полупроводниковых имеют один и тот же порядок (1—10%). Все типы лазеров могут работать как в импульсном, так и в непрерывном режимах.

Рассмотрим конкретные типы промышленных лазеров, применяемых в оптико-электронных приборах.

Газовые лазеры можно классифицировать по различным признакам. В зависимости от частиц, энергетические уровни которых используются для получения инверсии, принято различать атомарные, ионные и молекулярные лазеры. По режиму работы можно классифицировать лазеры как непрерывные, импульсные, одномодовые, многомодовые, одночастотные и т. д. По длине волны генерируемого излучения их можно разделить на ультрафиолетовые, видимые и инфракрасные. По виду накачки лазеры делятся на газоразрядные, фотодиссоционные, газодинамические и химические. Если оценивать их по излучаемой мощности, то можно разделить лазеры на приборы небольшой, средней и большой мощности. По роду активного вещества в настоящее время лазеры делятся на гелий-неоновые, аргоновые, криптоновые, на азоте, на углекислом газе и т. д. Наконец, по эксплуатационным свойствам лазеры можно разделить на малогабаритные, стабилизированные и т. п. На наш взгляд, наиболее удобно классифицировать газовые лазеры по роду активного вещества. Такое деление определяет длины волн генерируемого излучения, примерную мощность, условия эксплуатации, ориентировочные габариты.

Общей характеристикой гелий-неоновых лазеров является: длины волн генерируемого излучения — 632,8 нм, 1153 нм и 3,39 мкм; сравнительно небольшая мощность излучения (не более 100 мВт на

$\lambda=632,8$ нм и 200 мВт на $\lambda=3,39$ мкм)^{*}; возможность работы без охлаждения; минимальные габариты и масса, максимальная стабильность параметров и устойчивость к внешним воздействиям. Эти характеристики объясняются как самой природой накачки лазеров (электронная накачка в тлеющем разряде), так и хорошей технологической обработкой гелий-неоновых лазеров. Наиболее известными образцами этих лазеров являются: ЛГ-55, ЛГ-56, ОКГ-11, ЛГ-35, ЛГ-75, ОКГ-12, ОКГ-13, ЛГИ-15, ЛГ-65.

Общей характеристикой аргоновых лазеров является: диапазон спектра излучения 454,5—514,5 нм с основной длиной волны 488 нм; мощность излучения в непрерывном режиме несколько ватт; необходимость охлаждения (обычно проточной водой). Разработаны импульсные аргоновые лазеры, не требующие охлаждения [106]. Достигнута средняя мощность 500 мВт при длительности импульса 5 мкс. Частота повторения импульсов достигает 3 кГц. Аргоновые лазеры конструктивно менее отработаны, чем гелий-неоновые, поэтому их эксплуатационные характеристики хуже. Представителями аргоновых промышленных лазеров являются приборы типа «Малахит», ЛГ-106, ЛГ-109.

Общей характеристикой лазеров на CO_2 является: длина волны генерации 10,6 мкм; большая мощность излучения, чем у других газовых лазеров (несколько десятков ватт в непрерывном режиме и несколько мегаватт в импульсном); необходимость охлаждения (обычно проточной водой); высокий к. п. д. Лазеры на CO_2 предназначаются в основном для технологических применений и целей связи. Наиболее известными образцами этих лазеров являются прибор типа «Прометей-50», ЛГ-17 [107], ЛГ-187.

Твердотельные лазеры в основном работают в импульсном режиме. Известны лабораторные образцы лазеров, в которых достигается сравнительно большая мощность (до 10 Вт) в непрерывном режиме даже при работе в одномодовом режиме [108]. Общей характеристикой твердотельных лазеров является (по сравнению с газовыми) гораздо большая мощность в импульсе, меньшая степень когерентности излучения, большие габариты и масса. Основными видами твердотельных лазеров являются рубиновые и неодимовые. Образцами рубиновых лазеров являются генераторы типа ОГМ-20, ГОР-300, Раздан-2А, ГОР-100М и др. Образцами неодимовых лазеров являются: ГОС-1000, ГОС-1001, «Пульсар-50», ГОС-100М, ГСИ-1, ИТ-118, ГОС-300 [109—111].

Полупроводниковых лазеров промышленных типов пока немного, хотя перспективы их применения с улучшением эксплуатационных параметров можно считать хорошими. Основными достоинствами полупроводниковых лазеров являются малые габариты и масса, небольшая потребляемая мощность, возможность осуществления модуляции током накачки. В настоящее время промышленность выпускает полупроводниковые лазеры с активным элементом на арсениде галлия, накачка которого производится с помощью инжекции носителей тока через $p-n$ -переход или электронов.

В табл. 2.2 приведены сравнительные характеристики основных типов лазеров. Технические данные наиболее известных лазеров даны в приложении 1.

^{*} С увеличением длины трубки в гелий-неоновом лазере можно получить и большие мощности. При длине трубки 4 м и диаметре 6,5 мм при использовании ртутного катода была получена мощность около 250 мВт на $\lambda=632,8$ нм [105].

Выбор лазера для конкретного применения в ОЭП обусловливается требованиями, которые предъявляются к прибору, например дальностью действия, условиями работы (окружающая температура, вибрация, давление) сроком службы и т. д. Поэтому можно дать лишь общие рекомендации по выбору того или иного лазера.

Таблица 2.2

Типы лазеров	Преимущества	Недостатки
Газовые	Длительная работа в непрерывном режиме при комнатной температуре; высокая степень монохроматичности, воспроизводимости и стабильности частоты; малая чувствительность к изменениям температуры окружающей среды; малая расходимость	Относительно небольшая мощность и малый к. п. д. (за исключением лазера на CO_2) по сравнению с твердотельными лазерами, работающими в импульсном режиме; большие габариты и масса по сравнению с полупроводниковыми лазерами
Твердотельные	Получение очень коротких и мощных импульсов излучения, большой энергии в импульсе; использование солнечной накачки	Большие габариты и масса; высокое значение пороговой энергии накачки; сравнительно невысокая частота повторения импульсов; необходимость охлаждения при работе в непрерывном режиме; разброс параметров от импульса к импульсу
Полупроводниковые	Малые габариты и масса; небольшие мощность накачки и величина питающего напряжения; высокая частота повторения импульсов; высокий к. п. д.; простота осуществления модуляции; работа без охлаждения (в импульсном режиме)	Большая расходимость пучка; невысокая степень временной и пространственной когерентности; зависимость параметров излучения от температуры внешней среды; сравнительно широкий диапазон спектра излучения

В системах с большим сроком службы, где требуется мощность не более 100 мВт, наиболее подходящими являются гелий-неоновые лазеры, которые лучше всех отработаны в технологическом отношении. Выбор конкретного образца из гелий-неоновых лазеров определяется необходимой мощностью, габаритами и специальными требованиями (например, стабильностью параметров излучения).

В системах, где требуется мощность выше 100 мВт и непрерывный режим работы, наиболее подходящими являются аргоновые лазеры, неодимовые на иттрий-алюминиевом гранате и лазеры на CO_2 . Если требуется получить наибольшую мощность в непрерывном режиме, то следует применять лазеры на углекислом газе.

В системах, где необходим импульсный режим работы с большой частотой повторения импульсов, целесообразно применять полупроводниковые лазеры. При необходимости иметь большую мощность и большую длительность импульса следует применять твердотельные рубиновые или неодимовые лазеры или газовые лазеры на CO_2 , работающие в импульсном режиме. Наконец, в системах, где требуется наибольшая мощность при минимальной длительности импульса, можно использовать лазеры, работающие в режиме модуляции добротности резонатора или режиме синхронизации мод.

Выбор и расчет оптических систем

3.1. Выбор оптических элементов и систем в ОЭП с лазерами

Для получения пучка с заданными параметрами практически во всех случаях приходится преобразовывать выходное или принимаемое излучение лазера вместе с фоновым. Основными видами преобразования являются следующие: формирование пучка с заданным распределением плотности мощности в поперечном сечении; спектральная селекция излучения; отклонение от первоначального направления (сканирование); ослабление плотности мощности; осуществление фазового сдвига и изменение состояния поляризации; изменение кривизны волнового фронта; модуляция излучения (вопросы модуляции излучения лазеров в данной книге не рассматриваются, их можно изучить по специальным монографиям, например [112]).

При выборе и расчете оптических систем для преобразования лазерного излучения необходимо учитывать ряд особенностей, связанных с основными свойствами излучения лазеров. Например, чтобы сохранить состояние поляризации излучения, необходимо выбирать кривизну отражающих поверхностей и устанавливать плоские элементы таким образом, чтобы углы падения лучей не превышали критического значения. Высокая интенсивность излучения требует расчета на прочность под воздействием лучистой мощности. Расчет коэффициента отражения поверхностей, установленных под углом к падающему пучку, необходимо вести с учетом ориентации плоскости поляризации. Из-за когерентности излучения лазеров, чтобы избежать нежелательных интерференционных эффектов, в ряде случаев необходимо определенным образом выбирать толщину деталей. Наконец, тот факт, что дифракционные эффекты обуславливают «кривизну» лазерных лучей, приводит

к новым соотношениям при расчете оптических систем [113].

3.1.1. Лучевая прочность оптических материалов.

При формировании очень мощного лазерного излучения оптические элементы (особенно установленные в местах концентрации излучения) могут подвергаться такому воздействию лучистой энергии, при котором они начинают повреждаться. Поэтому необходимо рассчитать оптическую систему на лучевую прочность, целью расчета является выбор материала и места установки оптических деталей таким образом, чтобы обеспечить их работоспособность. Для правильного расчета оптической системы нужно знать пороговые значения плотности мощности или энергии для различных оптических материалов, т. е. значения, при которых материал начинает повреждаться или разрушаться.

Следует отметить, что механизм разрушения прозрачных деталей под воздействием лазерного излучения теоретически изучен недостаточно, и результаты получаются экспериментальным путем. Однако и интерпретация экспериментальных данных не всегда однозначна. Это объясняется наличием очень многих факторов, влияющих на результат: режим работы лазера, невоспроизводимость временной и пространственной структуры импульса лазера, длина волны излучения, состояние поверхности, показатель преломления материала, наличие поглощающих включений (примесей), показатель поглощения вещества, обработка материала и т. д. При объяснении некоторых результатов необходимо учитывать самофокусировку пучка внутри диэлектрика (см. § 4.1.10) [18].

Перед разрушением материал проходит следующие стадии повреждения, которые также приводят к нарушению работы [114]: интенсивное поглощение лазерного излучения в локальных поверхностных дефектах; деформация поверхностного слоя в отдельных микроскопических участках; образование на поверхности высокотемпературной плазмы; оплавление поверхности плазмой и механическое разрушение ее ударной волной искрового разряда. Картины повреждений весьма разнообразны. В большинстве случаев это оплавленное пятно, представляющее собой несколько слившихся вместе центров разрядов; может иметь вид трещины и изломов. Размер повреждений в зависимости от интенсивности

излучения составляет десятые доли миллиметра и глубина до нескольких десятков микрометров.

Основными механизмами повреждения прозрачных диэлектриков являются следующие [115]:

- гиперзвуковые волны, возникающие в результате вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ). При этом под воздействием электрического поля светового излучения возникает мощная когерентная акустическая волна. В некоторых случаях ВРМБ является единственной причиной разрушения, в других — началом для последующего развития повреждения другими механизмами;

- многофотонное поглощение, при котором в результате поглощения сразу нескольких фотонов возникают электроны в зоне проводимости диэлектрика [18]. За этим может последовать ускорение электронов в поле лазерного луча, ударная ионизация, образование плазмы и пробоя;

- внутризонное поглощение, связанное с оптическим поглощением внутри зоны, в результате которого также появляются электроны и развиваются эффекты, как и при многофотонном поглощении;

- поглощение на дефектах вещества;

- высокотемпературная плазма, которая образуется в процессе развития повреждений и служит причиной термических напряжений;

- суперпозиция волн упругих напряжений, возникающих при поглощении излучения;

- различные эффекты на поверхности диэлектрика [116]. По-видимому, в различных материалах преобладающую роль играют разные механизмы.

Разрушения могут возникать как на передней (входной), так и на задней (выходной) поверхности. Их называют поверхностными разрушениями. Кроме того, возникают разрушения и в объеме материала (объемные разрушения). Причиной поверхностных разрушений является, по-видимому, нагрев, ударная волна и акустические фононы, а объемных разрушений только нагрев. Начинаются разрушения на выходной поверхности за счет гиперзвуковой волны ^{*)}, усиливающейся в направлении распространения излучения. При увеличении плот-

^{*)} Возможно, это объясняется интерференцией проходящей и отраженной волн, поля которых на выходной поверхности складываются.

ности излучения разрушается передняя поверхность и при еще большей интенсивности разрушения могут происходить внутри объема. Порог разрушения имеет наибольшее значение для внутренних (объемных) разрушений и наименьшее — для поверхностных разрушений на задней поверхности. Теоретически поверхности должны иметь тот же порог разрушения, что и в объеме [117], но на практике он гораздо ниже. Это обусловлено концентрацией силовых линий около трещин и царапин.

В настоящее время считается, что основной причиной объемных разрушений прозрачных диэлектриков является наличие различных поглощающих дефектов, всегда присутствующих в реальном диэлектрике [118]. Причиной разрушения стекла является нагрев платиновых включений. В отсутствие платиновых включений порог объемных разрушений определяется порогом самфокусировки.

В ряде случаев оптический элемент может выйти из строя даже без повреждения материала. Так, было установлено, что под действием мощных импульсов излучения лазера на CO_2 на поверхности некоторых оптических материалов возникает непрозрачность (плазма), в результате чего излучение не проходит через элемент, в то время как его поверхность остается неразрушенной [119].

Интерпретация результатов при поверхностном разрушении более сложная, так как результаты зависят от состояния поверхности (степени шлифовки и полировки) и термической обработки. Следует иметь в виду, что под порогом разрушения иногда понимается та максимальная плотность энергии, которую материал еще выдерживает без разрушения, а не та, при которой уже происходит разрушение. Различие между этими величинами может быть значительным. Величина порога поверхностного разрушения в стекле связана с содержанием окислов, теплоемкостью, вязкостью. Тонко отожженные стекла имеют более высокий порог объемного разрушения, чем неотожженные [120]. Травление кислотой увеличивает, например, порог поверхностного разрушения бариевого крона примерно в 1,5 раза.

При полном внутреннем отражении разрушение происходит на границах раздела. Если за стеклом находится жидкость, то разрушение происходит на задней поверхности, как и в случае, когда ее нет; то же наблю-

дается, если бензол или нитробензол окружает стекло с обеих сторон. Однако если стекло находится в спирте или воде, то разрушается и задняя и передняя поверхности [121]. Наличие пыли и остатков очищающей жидкости приводит к снижению порога разрушения. Улучшение качества полировки приводит к увеличению порога разрушения.

При расчете плотности энергии в оптических деталях необходимо учитывать возможность фокусировки излучения, отраженного от границы раздела двух сред. Например, при прохождении излучения через линзу с выпуклыми поверхностями излучение может фокусироваться сначала задней, а потом передней поверхностью в точку на оси линзы [122]. Это приводит к тому, что поврежденные места располагаются на оси линзы, что наблюдалось экспериментально. Понятно, что в отрицательных линзах этого не происходит.

Если излучение происходит на нескольких поперечных модах, то обычно рассчитывается средняя плотность мощности как мощность излучения, отнесенная к площади сечения пучка. Однако при многомодовом излучении интенсивность в какой-либо точке пучка может превысить среднее значение плотности, что приведет к разрушению, даже если средняя плотность меньше порога разрушения. В исследованиях поэтому обычно применяют одномодовое излучение на основной моде TE_{010} . При этом максимальная плотность потока излучения в соответствии с (6.25) равна $M_{\max} = 2\Phi/\pi\omega^2$, где Φ — полный поток; ω — размер пятна.

Как уже отмечалось, значения порога разрушения для различных материалов получаются из эксперимента. В работе [123] исследовались, например, пороговые плотности энергии поверхностного разрушения кристалла KDP в зависимости от состава полирующих смесей, применяемых при обработке поверхности. Использовался неодимовый лазер с длительностью импульса $\Delta t = 1,5 \cdot 10^{-3}$ с. Энергетический порог объемного разрушения исследованных образцов KDP равен 2100 Дж/см^2 , а поверхностного — от 230 до 700 Дж/см^2 . Для стеклянных светофильтров получена аналитическая зависимость пороговой плотности энергии ($Q_{\text{пор}}$) от коэффициента поглощения α на 1 см^{-1} ; $Q_{\text{пор}} = 185/\alpha^{0,74} \text{ Дж/см}^2$.

В работе [124] экспериментально показано, что пороговое значение энергии поверхностного разрушения

стекло лазерным излучением зависит от диаметра облучаемой поверхности: $Q_{\text{пор}} \sim D^{-m}$ Дж/мм², где m — постоянная для данной поверхности величина, близкая к единице; D — эффективный диаметр облучаемой поверхности. Эта зависимость справедлива и для одномодового и для многомодового режима излучения лазера при $\Delta t = 1,5 \cdot 10^{-3}$ с и $190 \text{ мкм} < D < 10\,000 \text{ мкм}$. В эксперименте использовался неодимовый лазер с $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$. Если известна пороговая плотность энергии при Δt_1 , то для некоторых материалов можно найти это значение и при Δt_2 [125]:

$$Q_{\text{пор}}^{(2)} = Q_{\text{пор}}^{(1)} (\Delta t_1 / \Delta t_2)^{1/2}. \quad (3.1)$$

Выражение (3.1) справедливо при изменении длительности импульса от 10^{-12} с до десятков миллисекунд и при одной и той же площади пучка. Для оптической керамики $M_{\text{пор}} \approx 100 \text{ Вт/см}^2$ [126]. Лучевая прочность золотых покрытий зависит от материала подложки и толщины d покрытия. Порог разрушения под действием импульса лазера на CO_2 составляет $5\text{—}18 \text{ МВт/см}^2$ ($d = 0,14 \text{ мкм}$) и $14\text{—}34 \text{ МВт/см}^2$ ($d = 0,28 \text{ мкм}$) [127].

Исследовалась стойкость диэлектрических покрытий из сульфида цинка и фтористого магния к излучению импульсного лазера, работающего в режиме модуляции добротности, на рубине ($\Delta t = 40 \text{ нс}$) [128]. Установлено, что если плотность энергии меньше порога разрушения покрытия, то после каждого импульса происходит уменьшение отражательной способности покрытия, причем чем меньше порог разрушения покрытия от одной вспышки, тем меньше и пороговая плотность энергии, при которой достигается заданное уменьшение отражательной способности при заданном числе импульсов. Такой же характер зависимости отмечается и для режима свободной генерации.

В работе [129] экспериментально найдены значения порога самофокусировки излучения для ряда оптических стекол при площади сфокусированного пятна $0,03 \text{ мм}^2$, длительности импульса 50 нс и длине волны излучения $1,06 \text{ мкм}$. Диапазон приведенных значений составляет $0,67\text{—}2,6 \text{ МВт}$ (исключения составляют БФ32 — $0,03 \text{ МВт}$, ТБФ3 — $0,12 \text{ МВт}$ и СТФ351 — $0,16 \text{ МВт}$). Ориентировочные значения пороговых плотностей мощности и энергии для некоторых оптических материалов приведены в приложении 2.

3.1.2. Формирование пучка по плотности излучения.

Рассмотрим оптические системы, с помощью которых можно изменить распределение интенсивности в поперечном сечении пучка лазера. Обычно это необходимо в двух случаях: когда требуется получить распределение с нулевой интенсивностью в центральной части пучка и когда нужно получить равномерное распределение по всему сечению в отличие от присущей излучению лазеров неравномерности при любом модовом составе.

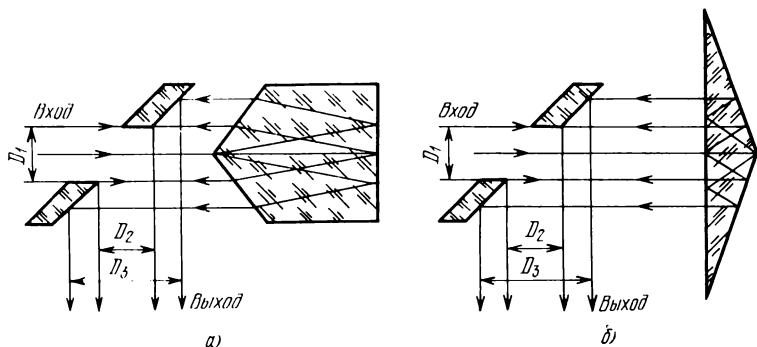


Рис. 3.1. Виды аксиконов.

В первом случае необходимо иметь распределение в виде кольца, например, когда необходимо с минимальными потерями пропустить пучок через оптическую систему с центральным затенением (например, через систему Кассегрена). Особое значение это имеет при формировании с помощью подобной оптической системы пучка излучения основной моды, которая содержит основную часть энергии в центральной части. Задача решается с помощью оптических систем, у которых поверхности выполнены в виде конуса, — так называемых аксиконов [130]. На рис. 3.1 показаны виды аксиконов с применением преломляющей конической поверхности.

Аксикон не только меняет распределение энергии, но и изменяет диаметр пучка. Рассмотренные виды аксиконов критичны к юстировке их оптической оси относительно оси пучка, угол между которыми должен быть меньше λ/D_3 . Применение аксиконов в телескопах типа Кассегрена дает выигрыш во всех диапазонах коэффициента затенения телескопа (отношение диаметров вто-

ричного и первичного зеркал) по сравнению с телескопами без аксиконов при работе с пучком основной моды и пучком с равномерной плотностью излучения. Имеется в виду, что увеличивается доля энергии, пропускаемая телескопом, по отношению к энергии на его входе.

Остановимся теперь на способах получения равномерной плотности излучения. Самым простым является применение вращающейся призмы Дове, устанавливаемой в выходном пучке. Если ось вращения призмы совместить с осью пучка, то на выходе призмы получится распределение с центральной осевой симметрией, т. е. с равномерной плотностью энергии по окружности любого радиуса, но не вдоль радиуса. Конечно, такое распределение является осредненным и время осреднения должно быть больше, чем период вращения призмы. При точном совпадении оси пучка с осью вращения призмы диаметр пучка после преобразования, приведенный ко входу призмы, будет равен наибольшему размеру пучка. Таким образом, с помощью вращающейся призмы Дове получают пучок правильной формы (круг) при любом виде распределения по сечению пучка.

Лазерный пучок с почти идеальным равномерным распределением и с формой в виде круга можно получить, если исходное распределение представляет собой основную моду TEM_{00} [131]. Для этой цели используется положительная линза, материал которой работает как поглощающий нейтральный фильтр. Соответствующее изменение интенсивности происходит за счет изменения толщины линзы, материал является однородным. Чтобы на выходе линзы получить коллимированный пучок, ее устанавливают как второй компонент квазителескопической оптической системы.

Для плосковыпуклой линзы при $D/2R \ll 1$, где D — диаметр линзы, а R — радиус кривизны сферической поверхности, коэффициент прозрачности выражается как

$$\tau = \tau_0 \exp(r^2/\beta^2),$$

где $\tau_0 = \exp(-\alpha d_0)$ — прозрачность в центре линзы; d_0 — толщина линзы по оси; α — коэффициент поглощения; $\beta^2 = 2R/\alpha$; r — расстояние от центра линзы. Известно, что распределение интенсивности в основной моде имеет вид

$$I = I_0 \exp(-r^2/\sigma^2),$$

где σ — гауссов параметр; I_0 — интенсивность пучка в центре. Следовательно, интенсивность излучения после прохождения линзы будет равна

$$I' = I_0 \exp [-(r^2/\sigma^2 - r^2/\beta^2)],$$

где $I'_0 = I_0 \tau_0$.

Таким образом, если $\beta = \sigma$, то величина I' будет постоянной по всей площади линзы. Величина пропускаемого линзой потока зависит от ее диаметра. Так как выравнивание интенсивности происходит за счет большего ослабления центральной части пучка, то чем больше диаметр пучка, тем больше ослабление. С другой стороны, чем больше диаметр линзы, тем большая часть пучка пропускается через нее. В оптимальном варианте на выходе линзы используется около 37% от падающей на линзу энергии. Отклонение от однородного распределения составляет 1% для линзы с относительным отверстием $1/5$ и 0,1% при относительном отверстии $1/20$. Вместо плосковыпуклой линзы можно использовать двояковыпуклые линзы и положительные мениски. В первом случае однородность пучка несколько лучше, а во втором — немного хуже, чем в случае использования плосковыпуклой линзы той же апертуры.

В работе [132] предлагается, для получения равномерного распределения (П-образное) энергии за счет усреднения интенсивности за время наблюдения использовать соответствующим образом рассчитанный корректор, состоящий из оптической системы и фазового экрана. В эксперименте удавалось получить почти полное выравнивание импульса неодимового лазера и превращение гауссова распределения в П-образное. В некоторых лазерах однородность излучения достигается путем применения специальных типов резонаторов [133].

3.1.3. Спектральная селекция лазерного излучения. Обычно работа ОЭП происходит в условиях, когда в приемную систему вместе с полезным излучением лазера попадает излучение фона. Для спектральной селекции излучения лазера могут быть использованы просветляющие покрытия, сами материалы оптических деталей, дихроические пленки и светофильтры. Наиболее эффективную селекцию можно получить с помощью светофильтров. Для большинства типов лазеров ширина линии генерации настолько узка, что возможно применение самых узкополосных (интерференционных) свето-

фильтров. Однако чем меньше полоса пропускания светофильтра, тем меньше коэффициент пропускания, более сложна технология изготовления и больше стоимость, а самое главное, параметры светофильтра более критичны к условиям эксплуатации. Поэтому при использовании узкополосных светофильтров нужно обращать особое внимание на условия их работы. В первую очередь, это относится к установке светофильтров в параллельных, но наклонных, а также в сходящихся или расходящихся пучках и к работе при изменении температуры и влажности.

Характеристики интерференционных светофильтров, установленных в наклонных пучках, искажаются по сравнению с характеристиками при нормальном падении параллельного пучка лучей [134]. Рассчитаны на ЭВМ углы падения, при которых светофильтры работают без существенных искажений, а также изменения основных параметров светофильтров при работе их в наклонных параллельных и сходящихся пучках лучей.

Основные закономерности изменения характеристик узкополосных интерференционных светофильтров в наклонных параллельных пучках сводятся к следующему. Величина изменений зависит от типа фильтра, числа слоев, показателей преломления слоев и подложки. Длина волны максимального пропускания λ_{\max} смещается в коротковолновую область спектра; смещение меньше для фильтров, у которых показатель преломления промежуточного слоя n_2 имеет более высокое значение и для фильтров с высоким порядком интерференции. Ширина полосы пропускания $\delta\lambda_{0,5}$ на уровне 0,5 растет с увеличением угла падения и тем быстрее, чем больше число слоев фильтра и чем больше разница в показателях преломления различных слоев. Величина пропускания в нерабочем диапазоне длин волн (фон) увеличивается, особенно у фильтров с высоким показателем преломления промежуточного слоя. Значение пропускания в максимуме τ_{\max} уменьшается, и при больших углах падения наблюдается раздвоение пика пропускания, соответствующее различным компонентам поляризации. В табл. 3.1 представлены расчетные данные по изменению параметров узкополосных интерференционных светофильтров при увеличении угла падения параллельных лучей. Показатели преломления фильтра: $n_1=2,3$; $n_2=1,38$; $n_{\text{подл}}=1,52$; порядок интерференции

равен единице. В таблице используются следующие обозначения: φ — угол падения лучей, град; λ'_{\max} — значение λ_{\max} при данном угле падения; $\Delta\lambda_k$, $\Delta\lambda_d$ — спектральный диапазон пропускания с коэффициентом пропускания меньше 10% соответственно в коротковолновой и длинноволновой областях спектра; $\delta\lambda_{0,1}$ — ширина полосы пропускания на уровне 0,1 τ_{\max} .

Таблица 3.1

Число слоев	φ	$\frac{\lambda'_{\max}}{\lambda_{\max}}$	$\frac{\delta\lambda_{0,1}^{\varphi}}{\delta\lambda_{0,1}^0}$	$\frac{\delta\lambda_{0,1}^{\varphi}}{\delta\lambda_{0,1}^0}$	$\frac{\Delta\lambda_k^{\varphi}}{\Delta\lambda_k^0}$	$\frac{\Delta\lambda_d^{\varphi}}{\Delta\lambda_d^0}$	$\frac{\tau_{\max}^{\varphi}}{\tau_{\max}^0}$
13	0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	10	0,995	0,998	0,995	1,000	0,992	1,000
	30	0,960	0,973	1,025	0,957	0,901	0,995
	45	0,919	1,153	1,302	0,839	0,783	0,948
15	0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	10	0,994	0,994	0,996	0,988	0,996	1,000
	30	0,948	0,912	1,043	0,886	0,935	0,988
	45	0,891	1,572	1,312	0,723	0,803	0,880
21	0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	10	0,995	1,000	1,000	1,000	0,992	0,988
	30	0,960	1,111	1,200	0,938	0,883	0,838
	45	0,915	1,779	2,000	0,854	0,726	0,519

Что касается отрезающих светофильтров, то с увеличением угла падения коротковолновая граница пропускания смещается в сторону более коротких длин волн, причем величина смещения практически не зависит от числа слоев и показателей их преломления. Крутизна коротковолнового фронта ухудшается тем сильнее, чем больше разница в показателях преломления слоев. Фон возрастает, а спектральный диапазон пропускания, где пропускание меньше 10%, в коротковолновой области спектра уменьшается. В полосовых фильтрах при увеличении угла падения лучей на фильтр величина λ_{\max} также смещается в коротковолновую область спектра, фон возрастает, а ширина полосы пропускания уменьшается.

Изменение характеристик интерференционных светофильтров, установленных в сходящихся лучах, зависит также от типа фильтра, числа слоев, показателей их преломления и порядка интерференции. Длина волны

λ_{\max} смещается в коротковолновую область спектра. Ширина полосы $\delta\lambda_{0,5}$ растет с увеличением угла сходимости быстрее у фильтров с большим числом слоев. Величина фона τ_{\min} возрастает быстрее у фильтров с меньшим числом слоев и при промежуточном слое с высоким показателем. У всех светофильтров значительно уменьшается коэффициент пропускания τ_{\max} .

Таблица 3.2

Число слоев	φ	$\frac{\lambda'_{\max}}{\lambda_{\max}}$	$\frac{\delta\lambda_{0,5}^{\varphi}}{\delta\lambda_{0,5}^0}$	$\frac{\delta\lambda_{0,1}^{\varphi}}{\delta\lambda_{0,1}^0}$	$\frac{\Delta\lambda_K^{\varphi}}{\Delta\lambda_K^0}$	$\frac{\Delta\lambda_D^{\varphi}}{\Delta\lambda_D^0}$	$\frac{\tau_{\max}^{\varphi}}{\tau_{\max}^0}$
13	0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	6	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	15	0,999	1,232	1,366	1,000	1,000	0,984
	27	0,996	1,307	1,499	1,000	0,996	0,892
15	0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	6	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	0,999
	15	0,998	1,298	1,042	1,000	1,000	0,946
	27	0,994	1,689	1,333	0,968	0,988	0,985
21	0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	6	1,000	1,063	1,000	1,000	1,000	0,962
	15	0,999	2,000	1,167	1,000	0,996	0,636
	27	0,996	5,618	1,667	0,976	0,984	0,271

Например, при углах сходимости выше $10-12^\circ$ у фильтров с числом слоев больше 13 узкая полоса пропускания превращается в достаточно широкую полосу и узкополосный фильтр становится похожим на полосовой. Изменение характеристик пропускания с увеличением угла сходимости наиболее резко выражено у фильтров с высоким порядком интерференции m .

В табл. 3.2 приведены данные, характеризующие изменение параметров узкополосных светофильтров при изменении угла сходимости лучей φ , выраженного в градусах; $m=1$. Показатели преломления слоев такие же. У отрезающих светофильтров при изменении угла сходимости лучей, так же как и при изменении угла падения параллельных лучей, коротковолновая граница пропускания смещается в коротковолновую область спектра и практически не зависит от числа слоев. Крутизна уменьшается тем сильнее, чем меньше разница в показателях преломления слоев. Величина фона увеличива-

ётся, а диапазон $\Delta\lambda$ уменьшается. Полосовые фильтры имеют наиболее стабильные характеристики при изменении сходимости лучей. Расчетные данные, приведенные в табл. 3.1 и 3.2, хорошо согласуются с экспериментальными значениями за исключением величины пропускания в максимуме, так как в расчетах не учитывалось рассеяние и поглощение в слоях.

Таблица 3.3

Номер фильтра	Длина волны в максимуме пропускания, мкм		Коэффициент максимального пропускания, %		Полуширина полосы пропускания $\Delta\lambda_{0,5}$, мкм	
	20°C	80°C	20°C	80°C	20°C	80°C
1	2,18	2,19	61,5	61	0,12	0,12
2	2,53	2,54	57,5	56,7	0,13	0,13
3	2,53	2,54	59,5	58,7	0,11	0,11
4	4,2	4,21	52,8	52,5	0,23	0,23
5	4,18	4,21	50,7	50,4	0,20	0,20
6	4,65	4,66	55	54	0,25	0,25
7	3,6	3,61	60	59,5	0,19	0,19
8	3,6	3,62	60	59	0,19	0,19
9	3,54	3,58	62	61,5	0,19	0,19

Рассмотрим теперь зависимости параметров интерференционных светофильтров от температуры. Эта зависимость при применении лазеров важна еще и потому, что изменение температуры отражательных слоев светофильтра может вызываться поглощением самого излучения лазера [135, 136]. В работе [136] показано, что побочные максимумы отражательной способности многослойных диэлектрических покрытий при изменении температуры под воздействием излучения лазера смещаются по оси длин волн. Если длина волны излучения лазера совпадает с максимумом, то происходит обратимое изменение отражательной способности пленки для этого излучения. Исследовались 10 фильтров с полосами пропускания в области 2—5 мкм, изготовленных из слоев трехсернистой сурьмы и фтористого стронция на подложке из фтористого лития и кварца [137]. В результате исследований было установлено, что при нагревании фильтров до 80°C с последующим охлаждением до 20°C, при которой измеряются паспортные данные, свойства фильтров восстанавливаются.

Результаты исследований представлены в табл. 3.3. Из нее следует, что основным следствием повышения

температуры является смещение максимума полосы пропускания в длинноволновую область спектра. Оно является результатом изменения показателей преломления и связанных с ними оптических толщин слоев. Изменение параметров происходит пропорционально изменению температуры. Температурные изменения не оказывают влияния на полуширину полосы пропускания, а изменения коэффициента пропускания в максимуме незначительны. Таким образом, можно сделать вывод, что изменение температуры приводит к смещению спектральной характеристики фильтра, причем вид ее остается неизменным. Естественно, что даже незначительное смещение полосы пропускания влечет за собой резкое изменение коэффициента пропускания на данной длине волны. Поэтому при использовании интерференционных фильтров необходимо учитывать влияние температуры или предусматривать стабилизацию рабочей температуры светофильтра.

Таблица 3.4

Номер фильтра	Длина волны в максимуме пропускания, мкм		Коэффициент максимального пропускания, %		Полуширина полосы пропускания $\Delta\lambda$, 0,5 мкм	
	в начале эксперимента	в конце эксперимента	в начале эксперимента	в конце эксперимента	в начале эксперимента	в конце эксперимента
1	2,18	2,18	59	61,5	0,1	0,12
2	2,52	2,53	55	57,5	0,1	0,12
3	2,52	2,53	58	59,5	0,09	0,11
4	4,17	4,2	50	52,8	0,22	0,23
5	4,17	4,18	48	50,7	0,19	0,2
6	4,62	4,65	54	55	0,24	0,25
7	3,57	3,6	57	60	0,165	0,19
8	3,57	3,6	57	60	0,165	0,19
9	3,53	3,54	59	62	0,16	0,19
10	5,37	5,38	71	71	0,3	0,3

У интерференционных светофильтров происходят изменения параметров также и со временем. Так, максимум полосы пропускания смещается в длинноволновую область спектра, происходит «просветление» фильтров, т. е. увеличение их коэффициента пропускания, увеличивается полуширина полосы. Значительно увеличивается пропускание вблизи полосы пропускания. Изменение параметров фильтров со временем приведено в табл. 3.4. Фильтры № 1, 2 и 3 были исследованы через 7 лет

после изготовления; № 4 и 5 — через 6 лет, а остальные через 5 лет после изготовления (ГОИ им. С. И. Вавилова).

Зависимость параметров интерференционных фильтров от температуры, времени и давления можно объяснить, если связать эту зависимость с содержанием влаги в слоях и на поверхности фильтра [138]. Количество влаги в слоях фильтра существенно влияет на изменение параметров. Так как слои светофильтра обладают особенностью «впитывать» в себя влагу из окружающей среды, то понятно, что и содержание влаги в окружающей среде меняет характеристики фильтра. Так, если поместить светофильтр в осушенный объем, то происходит смещение λ_{\max} в коротковолновую область спектра, что вызвано удалением влаги из фильтра. Поэтому один и тот же светофильтр будет обладать смещением полосы в противоположные стороны соответственно тому, какое количество влаги содержалось в нем по сравнению с условиями эксперимента. Действие вакуума также приводит к удалению влаги из фильтра и укорочению λ_{\max} , причем процесс является обратимым.

Из этих результатов следует важный практический вывод: если поместить фильтр в герметичной осушенной камере или в герметичной неосушенной камере достаточно малого объема, то характеристики фильтра могут сохраняться в течение длительного времени. Таким образом было достигнуто изменение положения полосы пропускания меньше чем 0,1—0,2 нм при многомесячном хранении. Очевидно, этот фактор необходимо учитывать и при эксплуатации светофильтров. Способ стабилизации λ_{\max} описан в работе [139]. Имеются предпосылки для создания интерференционных фильтров, очень устойчивых к действию влаги за счет технологии их изготовления. Так, в [140] изложена методика изготовления интерференционных фильтров для видимой области спектра, которые показали высокую стабильность к действию влаги (в течение 3 лет они хранились без защиты от действия влаги и практически не изменили свои характеристики).

3.1.4. Ослабление интенсивности излучения. Рассмотрим оптические элементы (аттенюаторы), с помощью которых можно ослабить интенсивность излучения лазера. Необходимость в таких элементах возникает во многих случаях при измерении параметров излучения, так

Как нагрузки измерителей способны воспринимать ограниченные уровни мощности или энергии, а также в ряде случаев при приеме излучения лазеров. Общими требованиями к таким системам являются линейность работы, минимальное искажение пространственных и частотных параметров излучения, сохранение характеристик при длительном воздействии излучения, удобство в эксплуатации. Иногда теми или иными требованиями можно пренебречь.

Наиболее простым является способ, при котором ослабление достигается за счет отражения от передней поверхности полированной стеклянной пластинки. Коэффициент ослабления (отношение интенсивности отраженного пучка к интенсивности падающего) в данном случае равен коэффициенту отражения, который необходимо рассчитывать с учетом поляризации падающего излучения. Известно, что коэффициент отражения определяется по формулам Френеля как

$$\rho_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2(\epsilon - \epsilon')}{\operatorname{tg}^2(\epsilon + \epsilon')}; \quad \rho_{\perp} = \frac{\sin^2(\epsilon - \epsilon')}{\sin^2(\epsilon + \epsilon')},$$

где ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} — коэффициенты отражения соответственно для излучения, поляризованного в плоскости падения и перпендикулярно плоскости падения; ϵ и ϵ' — соответственно углы падения и преломления.

Коэффициенты пропускания записываются в виде

$$\tau_{\parallel} = \frac{\sin 2\epsilon \sin 2\epsilon'}{\sin^2(\epsilon + \epsilon') \cos^2(\epsilon - \epsilon')}; \quad \tau_{\perp} = \frac{\sin 2\epsilon \sin 2\epsilon'}{\sin^2(\epsilon + \epsilon')},$$

причем если пренебречь рассеянием и поглощением, то выполняется равенство $\rho_{\parallel} + \tau_{\parallel} = \rho_{\perp} + \tau_{\perp} = 1$.

С помощью стеклянной пластинки можно ослабить неполяризованное излучение не более чем в 20—25 раз, так как наименьшее значение коэффициента отражения, реализующееся при нормальном падении лучей на пластинку, составляет 4—5%. Линейно-поляризованный параллельный пучок можно ослабить почти полностью, если угол падения лучей на пластинку сделать близким к углу Брюстера.

Вторым наиболее часто используемым способом ослабления излучения является применение нейтральных светофильтров. Коэффициент ослабления в этом случае

обратно пропорционален кратности светофильтра (или произведению кратностей, если используются сразу несколько светофильтров). Обычно кратность светофильтра задается для некоторой области спектра, поэтому для точного определения коэффициента ослабления на длине волны излучения лазера необходима калибровка светофильтра. Калибровку следует производить периодически, так как под воздействием мощного излучения свойства светофильтра могут изменяться, даже если плотность мощности меньше порога разрушения материала.

Если излучение лазера линейно-поляризовано*), то для его ослабления удобно применять устройство, известное как линейный анализатор. Поток излучения Φ , пропущенный анализатором, выражается в виде $\Phi = \Phi_0 \cos^2 \varphi$, где Φ_0 — поток, падающий на анализатор; φ — угол между плоскостями поляризации падающего излучения и анализатора.

Для ослабления излучения лазера можно использовать отражение от диффузно рассеивающей поверхности. Первые три рассмотренных способа не вызывают искажений волнового фронта, а в этом случае информация о пространственных параметрах пучка полностью теряется. Однако можно достичь значительного ослабления и получить равномерную освещенность приемной площадки (рис. 3.2). Поток, попадающий на площадку S , если поверхность отражает по закону Ламберта, равен

$$\Phi_s = \Phi_0 \rho_d S \cos \alpha / \pi R^2,$$

где R — расстояние от поверхности до приемной площадки; α — угол между нормалью к поверхности и направлением на приемную площадку; ρ_d — коэффициент диффузного отражения; Φ_0 — поток, падающий на по-

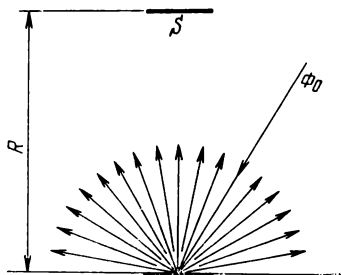


Рис. 3.2. Ослабление потока диффузной поверхностью.

*) Если оно неполяризовано или поляризовано по кругу, то его можно превратить в линейно-поляризованное с помощью соответствующего линейного поляризатора или четвертьволновой пластинки (см. § 3.1.6).

верхность. Таким образом, чем меньше площадь S и больше расстояние между площадкой и диффузной поверхностью, тем больше коэффициент ослабления.

При расчете коэффициента ослабления необходимо иметь в виду, что даже лучшие диффузно рассеивающие экраны, сделанные из окиси магния, не являются идеально ламбертовскими. Кроме того, размер приемной пло-

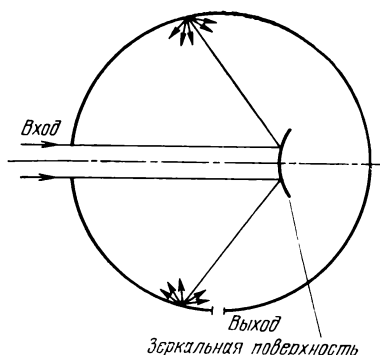


Рис. 3.3 Интегрирующая сфера.

щадки (или расстояние R) должны быть выбраны таким образом, чтобы усреднить действие интерференционной картины, возникающей на неровностях поверхности. Коэффициент отражения ρ необходимо знать для того угла падения лучей, который имеет место в схеме. В качестве ослабителя лазерного излучения используется и дифракционная решетка [141].

Известно, что в зависимости от порядка интерференции интенсивность отраженного или пропущенного света выражается в виде

$$I_m/I_0 = (m^2\pi^2)^{-1},$$

где m — порядок интерференции; I_m и I_0 — интенсивности излучения в m -м и нулевом порядке интерференции. Действие дифракционной решетки зависит от того, как ориентирована плоскость поляризации падающего на нее излучения по отношению к штрихам решетки, поэтому для точного определения коэффициента ослабления решетку перед применением необходимо откалибровать.

Следующим ослабляющим устройством является интегрирующая сфера (рис. 3.3). Коэффициент ослабления, который достигается с помощью сферы, равен $k \approx S_{\text{вых}}/S_{\text{сф}}$, где $S_{\text{сф}}$ — площадь внутренней поверхности сферы; $S_{\text{вых}}$ — площадь выходного отверстия.

Дополнительные трудности возникают при необходимости изменять мощность излучения на $\lambda = 10,6$ мкм. Известные диффузные отражатели не годятся для этой цели вследствие большого коэффициента поглощения и

вырождения диффузного отражения в остронаправленное с зеркальной составляющей. Предложены диффузные отражатели для инфракрасной области спектра, в частности для излучения на $\lambda=10,6$ мкм [142]. Диффузные поверхности были изготовлены из дюралюминия, бронзы или золота и обработаны шлифованием или пескоструйным методом. Считается, что свет рассеивает-

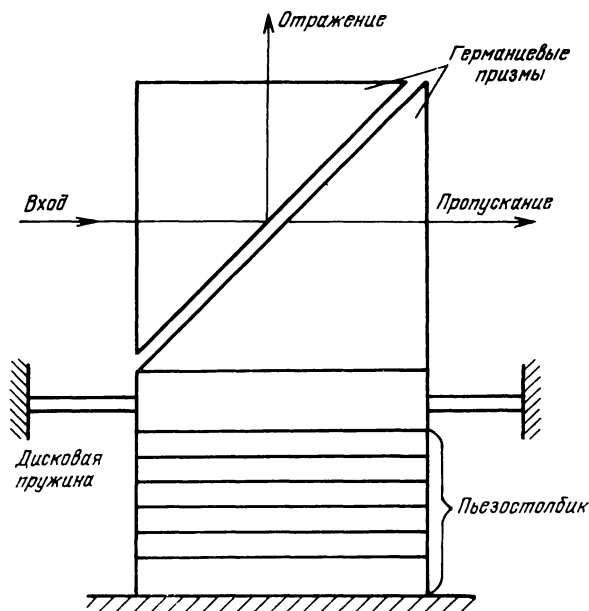


Рис. 3.4. Устройство ослабителя.

ся диффузно, если длина волны λ меньше средней высоты микронеровностей, имеющих нерегулярную структуру. Изготовленные поверхности имели такую структуру.

На рис. 3.4 показан калиброванный ослабитель для излучения с $\lambda=10,6$ мкм [143]. Излучение падает на промежуток между двумя призмами из германия и разделяется на отраженную и прошедшую части. Коэффициент пропускания зависит от величины промежутка, которая меняется за счет изменения напряжения, прикладываемого к пьезостолбику. Симметричность дисковой пружины, с помощью которой обеспечивается упру-

гое закрепление нижней призмы, позволяет сохранить параллельность плоскостей, составляющих промежутков. Верхняя призма неподвижно укрепляется в корпусе прибора.

В работе [144] приводятся схема и расчет малогабаритного ослабителя для излучения с $\lambda=0,5-10,6$ мкм, а в [145] описывается применение электроизоляционных пленок полимеров из фторопласта и лавсана для $\lambda \approx 10$ мкм.

3.1.5. Отклонение пучка от первоначального направления. В оптические системы для формирования пучка лазера могут входить и элементы, с помощью которых меняется положение пучка в пространстве или, другими словами, отклоняется пучок. Рассмотрим эти элементы на примере работы [146]. Управление положением луча может быть непрерывным, что обычно реализуется при сканировании, и дискретным с перескочением на несколько положений. К устройствам отклонения луча предъявляются требования быстродействия, малых потерь света, малых искажений волнового фронта, линейности работы, хороших эксплуатационных данных и высокой разрешающей способности, т. е. числа разрешаемых положений, которые может занимать пучок. Для оценки разрешающей способности применяется критерий, согласно которому разрешение равно $N=\varphi/\theta$, где φ — угол, на который отклоняется луч; θ — половина полной расходимости луча. Теоретически максимальное значение N достигается, когда расходимость является дифракционной, а аберрации оптической системы равны нулю.

Не останавливаясь на внутрирезонаторных методах отклонения луча, при которых управление положением луча происходит еще до выхода излучения из резонатора, рассмотрим методы воздействия на выходное излучение. К ним относятся электрооптические, акустооптические и механические методы. Электрооптические устройства разделяются на электрооптические модуляторы поляризации в сочетании с двоякопреломляющими дискриминаторами поляризации и устройства с линейным градиентом показателя преломления, создаваемым при помощи электрооптического эффекта. Методы с использованием двоякопреломляющих дискриминаторов являются дискретными и различаются в основном лишь схемой дискриминатора.

Одним из самых простых методов отклонения является использование двоякопреломляющего кристалла. Оптическая ось кристалла выбирается таким образом, чтобы обыкновенный луч проходил через кристалл без преломления, а необыкновенный отклонялся на угол β (рис. 3.5,а). На рис. 3.5,б показана схема с применением призмы Волластона. В этом элементе луч расщепляется на два луча с ортогональными поляризациями на границе раздела между двумя двоякопреломляющими

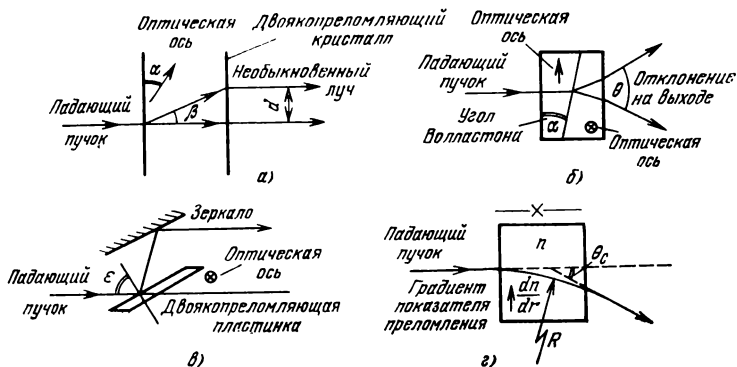


Рис. 3.5. Схемы отклонения луча.

призмами. На рис. 3.5,в представлена схема с полным внутренним отражением. Зеркало погружено в жидкость, показатель преломления которой равен наибольшему показателю преломления пластинки. Линейно-поляризованный пучок испытывает полное внутреннее отражение, если угол падения ϵ будет равен (или больше) критическому значению, вычисляемому как $\sin \epsilon_{\text{кр}} = n_e/n_o$, где n_e и n_o — показатели преломления соответственно для необыкновенного и обыкновенного лучей.

Второй тип электрооптических отклоняющих устройств использует изгиб луча света внутри активной электрооптической среды (рис. 3.5,г). Если луч входит в среду по нормали к направлению градиента показателя преломления, то его траектория внутри среды описывается соотношением

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr},$$

где R — радиус кривизны; n — показатель преломления; dn/dr — градиент показателя преломления по нормали к лучу.

Угол отклонения на выходе из среды равен

$$\theta_c \approx \frac{x}{n} \frac{dn}{dr},$$

где x — толщина образца. В качестве электрооптической среды наиболее широко применяется кристалл KDP, обладающий линейной характеристикой, высокой оптической прозрачностью и хорошими оптическими качествами.

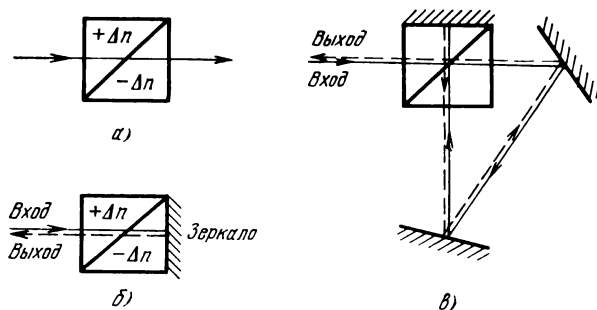


Рис. 3.6. Схемы отклонения луча.

Кристаллические материалы используются обычно в виде призм. Например, на рис. 3.6,а показан элемент, составленный из двух призм, причем в одной Δn имеет положительное значение, а в другой — отрицательное. В зависимости от того, как соотносятся между собой величины Δn , луч может отклониться вверх, вниз или пройти не отклоняясь. Используя двойной проход или дополнительное отражение от зеркал (рис. 3.6,б и 3.6,в), эффект отклонения можно увеличить в два или более раз.

Акустооптические методы отклонения луча основываются на том, что при пропускании акустических волн через прозрачную среду в последней образуется синусоидальная картина распределения показателя преломления благодаря эффекту фотоупругости. Такое распределение действует на проходящую через среду световую

волну подобно дифракционной решетке, вследствие чего луч отклоняется от первоначального направления. Вторым возможным способом является использование так называемого брэгговского отражения от ультразвуковых волн в жидкости (брэгговская дифракция). В качестве отклоняющего элемента могут быть использованы не только кюветы с жидкостью, но и стекло с высоким показателем преломления, в котором фотоупругие напряжения вызываются пьезокерамическими возбудителями. Один из дискретных акустооптических дефлекторов света на 50 положений описан в работе [147], а в [148] приводится расчет электрооптических дефлекторов с управляемым углом внутреннего отражения.

Механические системы отклонения луча используют вибрирующие и вращающиеся зеркала. При небольших размерах зеркала оно может быть прикреплено к катушке, находящейся в магнитном поле и поворачивающейся при пропускании через нее тока. Такие системы работают на разных частотах, ограниченных инерцией поворачивающейся массы. Для получения больших частот используют многогранные вращающиеся зеркала, которые дают пилообразную развертку на фиксированной частоте. Скорость вращения ограничена пределом прочности материала или искажениями зеркал.

Разработаны системы с использованием биморфных пьезоэлектрических элементов, состоящих из двух керамических пластинок, ориентированных таким образом, чтобы при воздействии поля получить скручивание или изгиб элемента. Например, если склеить две пластинки, одна из которых расширяется, а другая сжимается (наподобие биметаллической пластинки), то при закреплении одного конца такого соединения второй будет отклоняться. На свободном конце можно укрепить небольшое зеркало для отклонения луча. Описаны системы, в которых зеркала прикрепляются к пьезоэлектрическим датчикам сдвига. Как обычно, для увеличения угла отклонения используются конструкции с несколькими зеркалами.

Для уменьшения мощности, необходимой для управления, в механических системах используется явление резонанса. На резонансной частоте можно получить большие углы отклонения при небольшой мощности. В одной из таких систем зеркало прикреплялось к тонкому кварцевому стержню, колебания которого возбуж-

дались с помощью пьезоэлектрического или магнито-стрикционного устройства. Другое устройство использует зеркало, укрепленное на одной из ветвей торсионного камертона и поворачивающее, когда ветви камертона скручиваются относительно своих осей.

3.1.6. Фазовый сдвиг и изменение состояния поляризации. В оптическую систему формирования излучения лазера входят также оптические элементы, служащие

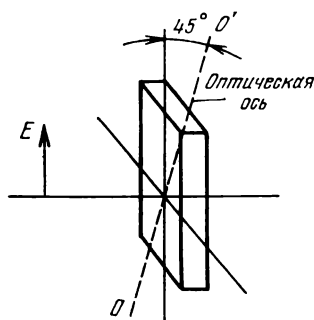


Рис. 3.7. Четвертьволновая пластинка для получения излучения, поляризованного по кругу.

для изменения состояния поляризации или сдвига фазового фронта волны. Например, для преобразования линейной поляризации в круговую и наоборот используется четвертьволновая фазовая пластинка (рис. 3.7). С ее помощью обеспечивается и задержка фазового фронта. Обычно пластинка изготавливается из одноосного кристалла, вырезанного таким образом, чтобы оптическая ось была перпендикулярна направлению распространения проходящей через нее волны. В результате двойного лучепреломления в пластинке

распространяются два луча (обыкновенный и необыкновенный) с ортогональной поляризацией и с разными скоростями. Между ними на выходе из пластинки образуется фазовый сдвиг, зависящий от ориентации плоскости поляризации входного излучения относительно кристаллографических осей пластинки. Ось, соответствующая направлению, по которому луч получает минимальный сдвиг, называется быстрой, другая, перпендикулярная ей, — медленной. Если излучение поляризовано под углом 45° к быстрой оси, то фазовая задержка в пластинке толщиной d равна

$$\Delta\varphi = (n_e - n_o) d \cdot 2\pi / \lambda,$$

где λ — длина волны в пластинке. Если $\Delta\varphi = \pi$, то пластинка называется полуволновой, при $\Delta\varphi = \pi/2$ — четвертьволновой.

Если излучение не поляризовано, то для получения плоскополяризованного излучения применяются поляри-

заторы, в качестве которых часто используются поляроидные пленки (поляроиды) или поляризационные призмы.

Для изменения состояния поляризации можно использовать и отражение и преломление на оптических поверхностях. За исключением случаев нормального падения, когда состояние поляризации не меняется, и скользкого падения, который на практике используется редко, при отражении от зеркальных поверхностей в общем случае линейно-поляризованное излучение превращается в излучение, поляризованное по эллипсу. Однако если плоскость поляризации совпадает с плоскостью падения или перпендикулярна ей, то линейная поляризация сохраняется. При преломлении в оптически прозрачных средах, если падающее излучение линейно поляризовано, то преломленное излучение также линейно поляризовано, но плоскость поляризации поворачивается относительно первоначального положения. Угол поворота зависит от угла падения. Поэтому, например, при прохождении через линзу плоскость поляризации будет ориентирована по-разному в различных точках сечения пучка.

3.1.7. Изменение кривизны волнового фронта. Наконец, остановимся на оптических системах, изменяющих кривизну волнового фронта волны. Такое преобразование необходимо во всех случаях, когда требуется изменить расходимость или диаметр пучка, а также при согласовании волновых фронтов двух волн или волны с пассивным оптическим элементом. Таким образом, к указанным системам относятся оптические системы для концентрации (фокусирования), коллимации, деколлимации и согласования волновых пучков лазеров.

Увеличение расходимости пучка лазера может быть получено с помощью одной положительной или отрицательной линзы (рис. 3.8). С помощью положительной линзы осуществляется и фокусирование излучения. Для уменьшения расходимости пучка (коллимации) также можно использовать одну положительную линзу, но обычно применяются двухкомпонентные квазителескопические системы различных схем (рис. 3.9). Квазителескопические системы при определенном расфокусировании могут использоваться для концентрации излучения на сравнительно большие расстояния или для деколлимации излучения (рис. 3.10). Двухкомпонентная опти-

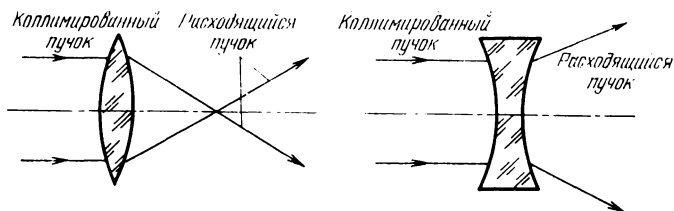


Рис. 3.8. Деколлимация пучка лазера.

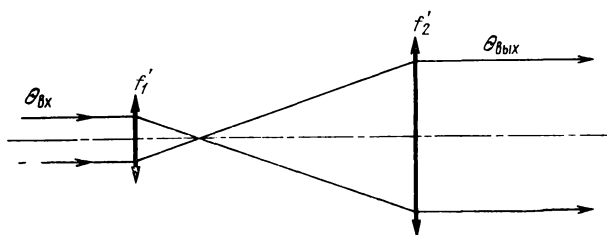


Рис. 3.9. Коллимация пучка лазера: $\theta_{вых} < \theta_{вх}$ ($f_2' > f_1'$).

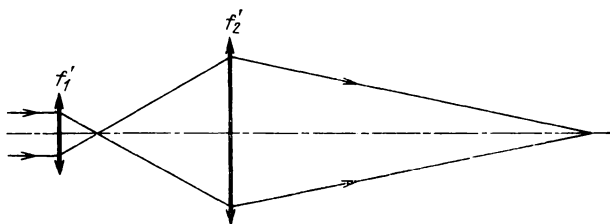


Рис. 3.10. Концентрация излучения лазера на сравнительно большое расстояние.

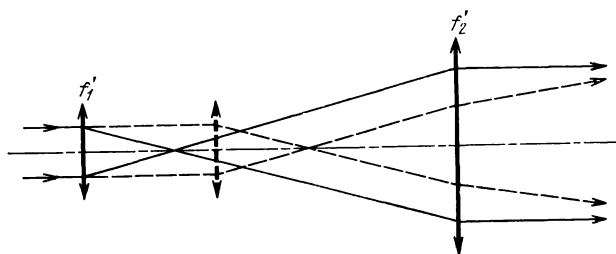


Рис. 3.11. Оптическая система с изменяющейся диаграммой направленности.

ческая система позволяет также получить изменяющуюся диаграмму направленности излучения (рис. 3.11).

Согласование волновых пучков обычно осуществляется с помощью одной линзы, хотя двухкомпонентная оптическая система является более гибким инструментом и для этой цели. Приемные оптические системы представлены в виде различных схем на рис. 3.12. Выбор зеркальных или линзовых систем или комбиниро-

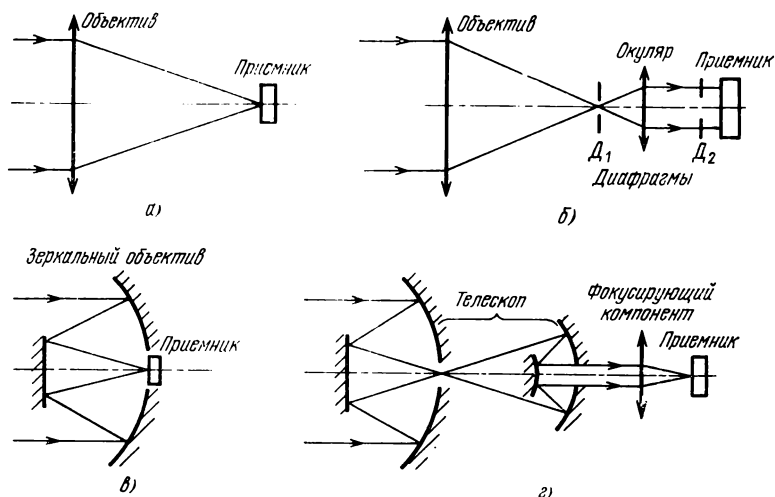


Рис. 3.12. Типы приемных систем:

а — линзовая фокусирующая; *б* — линзовая коллимирующая; *в* — зеркальная фокусирующая; *г* — комбинированная.

ванных систем определяется в основном соображениями, связанными с длиной волны формируемого излучения или конструктивными параметрами (масса, габариты, схемные решения).

3.1.8. Оптические материалы для лазерной техники. Прежде чем перейти к расчету оптических систем для формирования пучка лазера дадим краткую характеристику оптических материалов, из которых можно изготовить линзы или другие оптически прозрачные элементы. Лучшим оптическим материалом является оптическое бесцветное стекло. Оптическое стекло по ГОСТ 13659—68 практически достаточно прозрачны в области спектра с $\lambda=0,4\text{--}2,6$ мкм. На большей части этого диапазона коэффициент поглощения постоянен и для большинства оптических стекол независимо от марки порядка 1% на 1 см пути света в стекле. Однако вблизи границ пропускания

изменение коэффициента светопоглощения целиком зависит от состава (марки) стекла, а значение его находится из графиков пропускания для данного материала. За величину границы пропускания $\lambda_{гр}$ принимается длина волны, при которой коэффициент пропускания $\tau_{\lambda}=50\%$ в слое толщиной $d=10$ мм.

На рис. 3.13 представлены графики спектральных кривых пропускания в ультрафиолетовой (УФ) области нескольких наиболее употребительных стекол, у которых коэффициент светопоглощения в видимой области составляет 0,5—0,6% на 1 см. Из графика видно, что с повышением показателя преломления граница пропускания $\lambda_{гр}$, как правило, смещается в сторону видимой области, т. е. пропуская-

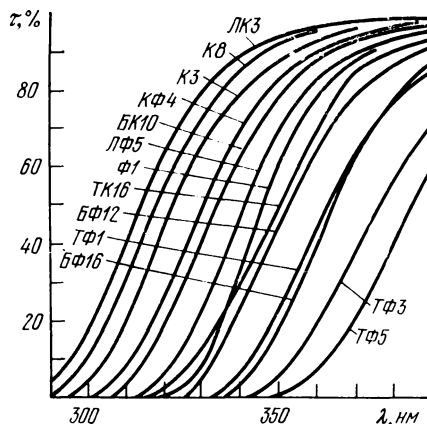


Рис. 3.13. Спектральные кривые пропускания оптических стекол в УФ области спектра.

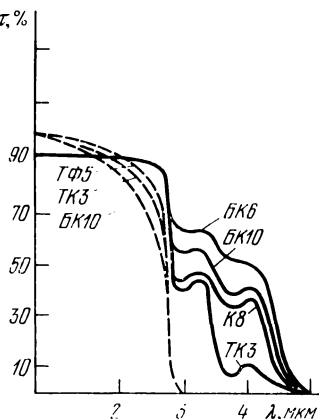


Рис. 3.14. Спектральные кривые пропускания стекол в ИК области спектра.

ние в УФ области спектра уменьшается. Спектральные кривые пропускания не показанных на графике стекол лежат в области, ограниченной кривыми стекол марки ЛКЗ и ТФ5 примерно в порядке возрастания их показателей преломления. За указанные пределы могут выходить лишь стекла, у которых показатель преломления меньше, чем у ЛКЗ ($n_D=1,49$), или больше, чем у ТФ5 ($n_D=1,75$). Графики приведены для стекла $d=10$ мм с учетом потерь на поверхностях.

На рис. 3.14 представлены графики пропускания некоторых стекол в ИК области спектра. Они приведены для стекла $d=1$ мм без учета потерь на поверхностях (сплошные кривые) или для стекла $d=10$ мм с учетом этих потерь (штриховые кривые). Из графика видно, что практически все стекла при $d=10$ мм имеют в ИК области одну и ту же границу пропускания 2,6—2,7 мкм. Лучшим пропусканием как в УФ, так и в ИК областях спектра обладает кварцевое стекло. На рис. 3.15 показан график пропускания кварцевого стекла ($d=10$ мм), прошедшего специальную обработку для устранения полосы поглощения кварца при $\lambda=0,24$ мкм. На рис. 3.16 показано спектральное пропускание кварцевого стекла в ИК области

спектра. Сплошная линия соответствует образцу, изготовленному вакуум-компрессорным методом для устранения полосы поглощения при $\lambda=2,7$ мкм, а штриховая — наплавленному обычным способом ($d=1$ мм, без учета потерь на поверхностях).

Для работы в ИК области спектра используются искусственные оптические кристаллы: хлористый натрий NaCl, хлористый калий KCl, фтористый литий LiF, фтористый натрий NaF, фтористый кальций CaF₂, бромистый калий KBr, бромисто-иодистый таллий KPS-5 и бромисто-хлористый таллий KPS-6. Все они хорошо пропускают и в УФ области спектра. Границы их пропускания приведены на рис. 3.17. Известными недостатками кристаллов, затрудняющими их применение, является гигроскопичность и растворимость в воде, оптическая неоднородность, трудность изготовления, малая твердость и ядовитость. Эти свойства целиком присущи не всем кристал-

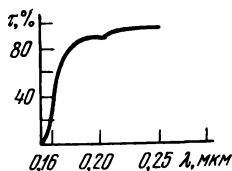


Рис. 3.15. Спектральная кривая пропускания кварцевого стекла в УФ области спектра.

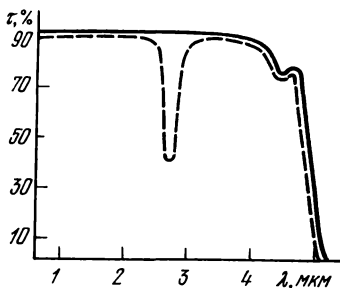


Рис. 3.16. Спектральные кривые пропускания кварцевого стекла в ИК области спектра.

лам, но каждый кристалл обладает каким-либо или несколькими из этих свойств. Еще одним материалом, пригодным как для УФ, так и для ИК областей спектра, является сапфир, кривая пропускания которого представлена на рис. 3.18. Сапфир представляет собой почти бесцветный или слабо окрашенный в синий цвет корунд Al₂O₃.

В лазерной технике в связи с широким применением лазеров на СО₂ получил распространение германий. Этот материал начинает пропускать с $\lambda=1,8$ мкм и область пропускания простирается до десятков микрометров (рис. 3.19). Светопропускание германия сильно зависит от чистоты материала и рабочей температуры. Чем выше удельное сопротивление материала (лучше чистота), тем выше пропускание. С повышением температуры светопропускание германия уменьшается. Коэффициент пропускания германия может быть увеличен просветлением. Например, при нанесении на поверхность германия интерференционных просветляющих пленок из двуокиси титана коэффициент пропускания на длинах волн 3—5 мкм возрастает от 55—60 до 93—95%. Оптические свойства кремния по ряду показателей близки к свойствам германия. Светопропускание сильно зависит от наличия примесей и температуры. Просветление с помощью пленок из двуокиси титана значительно увеличивает коэффициент пропускания.

Для изготовления оптических деталей с высоким пропусканием в области спектра 1—12 мкм можно применять специальные бескислородные оптические стекла марки ИКС. Значения коэффициентов пропускания таких стекол меняются в зависимости от варки стекла (рис. 3.20). Вследствие высокого показателя преломления бескислородных стекол, при вычислении коэффициентов поглощения по графикам пропускания необходимо пользоваться поправкой на отражение от двух поверхностей образца. Просветление бескислородных стекол зависит от области спектра. В диапазоне 1—2,6 мкм используются пленки из двуокиси титана и кремния, для области спектра до 7 мкм — пленки из фторопласта.

В последнее время все большее применение в лазерной технике находит синтетический монокристалл фтористого бария BaF_2 . Его основное достоинство — пропускание

начиная с УФ диапазона ($\lambda \approx 0,15$ мкм) до ИК области ($\lambda \approx 15$ мкм). Поэтому этот материал особенно пригоден для изготовления оптических деталей, предназначенных для оптических систем лазеров на CO_2 , что облегчает их юстировку и контроль качества, которые можно проводить в видимом диапазоне спектра. Этого нельзя сделать, например, при использовании германия. Правда германий обладает лучшей механической и термической стойкостью, чем фтористый барий. Приведем основные технические данные BaF_2 : плотность 4,83 г/см³ (при

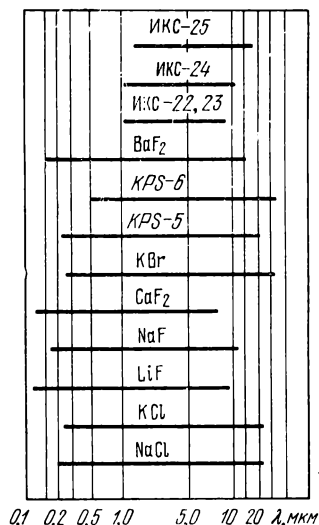


Рис. 3.17. Границы спектрального пропускания оптических кристаллов и ИКС.

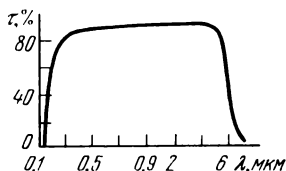


Рис. 3.18. Спектральная кривая пропускания пластины сапфира при $d=1$ мм.

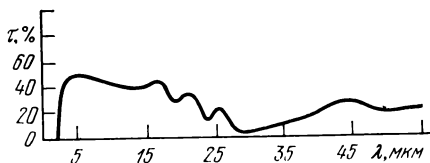
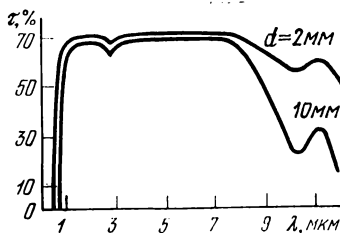


Рис. 3.19. Спектральная кривая пропускания пластинки германия при $d=2$ мм.

20°C); тепловое расширение $18,4 \cdot 10^{-6}$ (при $t=0-300^\circ\text{C}$); пропускание 90% (при $d=10$ мм); показатель преломления 1,39636 при $\lambda=10,6$ мкм; коэффициент отражения 2,7% ($\lambda=10,6$ мкм). Границы пропускания BaF_2 показаны на рис. 3.17.

Рис. 3.20. Спектральные кривые пропускания стекла ИКС-23.



3.1.9. Расчет показателей преломления оптических материалов. Поскольку длины волн излучения лазеров не точно соответствуют значениям, для которых приводятся показатели преломления n в ГОСТе на оптическое стекло [149] и таблицах для кристаллов [150], то возникает задача определения n оптических материалов для излучения лазеров [222].

Таблица 3.5

Кристалл	Длины волн, мкм	№ формулы*
NaF	0,546—1,014	$n_x = n_1 + (n_2 - n_1) \times (\lambda_x - \lambda_1) / (\lambda_2 - \lambda_1)$
LiF	0,8—3,9 5,8—5,9	
CaF ₂	0,48000—0,48615	
BaF ₂	0,57696—0,65628 1,52952—2,5766 5,3034—5,343	
Кварц плавленный	0,5—3,0	
Si	1,357—1,395 6,5—11,0	$n = A + BL + CL^2 + D\lambda^2 + E\lambda^4$
LiF	0,7—0,8 3,9—4,4	
Si	1,709—2,714 2,714—6,0	

Примечание. Для первых шести кристаллов справедлива формула (3.5), для двух последних — (3.4), причем точность вычислений n по этим формулам соответствует 5 верным значащим цифрам.

Марка стекла	Показатель преломления для различных				
	0,4416	0,488	0,530	0,6328	0,6943
K8	1,526	1,521	1,519	1,514	1,512
Ф1	1,6329	1,6243	1,6186	1,6095	1,6059
TK16	1,6249	1,6198	1,6163	1,610	1,608
БФ12	1,645	1,637	1,631	1,6227	1,6193
ЛФ5	1,591	1,584	1,579	1,5721	1,5691
Ф4	1,645	1,636	1,630	1,620	1,617
БК8	1,5568	1,5526	1,5497	1,5450	1,5429
БК10	1,580	1,575	1,572	1,56676	1,56450
ТФ1	1,6709	1,6608	1,6542	1,643	1,639
ОФ1	1,541	1,536	1,533	1,527	1,525
TK14	1,624	1,619	1,616	1,6109	1,6086
ТФ5	1,789	1,774	1,764	1,7497	1,7440

Материал	Показатель преломления для различных					
	0,488	0,530	0,6328	0,6943	0,910	1,060
Кристалл CaF_2	1,436	1,4353	1,4329	1,4319	1,4296	1,4285
BaF_2	—	—	1,4733	1,471	1,469	1,4681
KBr	—	—	1,556	1,553	1,546	1,543
Кварц плавлен- ный	—	1,4608	1,4570	1,4554	1,4506	1,4497
Ge	—	—	—	—	—	—
Si	—	—	—	—	—	—
NaF	—	—	1,3247	1,3238	1,3219	1,321
LiF	—	1,393	1,391	1,3902	1,38788	1,38662

Известно, что n можно рассчитать различными способами, которые отличаются точностью и сложностью расчета [151]. Так, например, для энергетического расчета при вычислении коэффициента отражения на оптических поверхностях достаточно знать величину n с точностью до десятых долей, в крайнем случае до сотых долей; такая же точность требуется и для габаритного расчета оптической системы при переходе от бесконечно тонких линз к линзам конечной толщины. Обычно в этих случаях пользуются значением n для ближайшей длины волны, которое указано в таблицах. Если же проводится абберационный расчет системы и ее коррекция, то n необходимо рассчитать с большей точностью. Для этого пользуются одной из формул зависимости n от λ или интерполяцией на некотором участке длин волн.

Для оптических стекол зависимость n от λ в видимой области спектра определяется по эмпирической формуле, предложенной Гартманом,

$$n = A + B/(\lambda + C)^{1,2}, \quad (3.2)$$

Таблица 3.6

λ , мкм		
0,91	1,060	1,153
1,5084	1,5062	1,505
1,597	1,5952	1,593
1,6028	1,6003	1,5990
1,612	1,608	1,6074
1,5626	1,5598	1,5583
1,609	1,6059	1,6043
1,5383	1,5360	1,534
1,5593	1,5570	1,5558
1,6312	1,6276	1,6277
1,5198	1,5173	1,5160
1,603	1,600	1,599
1,732	1,727	1,7255

Таблица 3.7

λ , мкм		
1,153	2,36	10,6
1,4280	1,4219	—
1,467	1,4634	1,39
1,542	1,537	1,52
1,4486	1,4324	—
—	4,07	4,002
3,54	3,4422	3,4177
1,32	1,31	1,22
1,38589	1,37493	1,05

где A, B, C — постоянные величины для выбранного участка длин волн. Не внося больших погрешностей можно вместо показателя знаменателя дроби 1,2 использовать показатель 1. Формула вида

$$n = A + B/(\lambda + C) \quad (3.3)$$

известна под названием формулы Корню. Кроме этих формул существует эмпирическая формула Коши (1.2), которая применима к расчету n не только оптических стекол, но также газов и жидкостей. Формула Гартмана дает лучшее согласование с экспериментом, чем трехчленная формула Коши, и поэтому в справочной литературе приводится в качестве основной формулы для расчета n .

Расчет показателей преломления кристаллов проводится по формулам дисперсии

$$n = A + BL + CL^2 + DL^3 + EL^4, \quad (3.4)$$

где $L = (\lambda^2 - 0,028)^{-1}$; A, B, C, D, E — константы для каждого материала. Для кристаллов эти коэффициенты рассчитаны и приводятся в монографии [150].

Как видно из формул (3.2) — (3.4), расчет показателей преломления оптических стекол и кристаллов связан с громозд-

кими вычислениями. Сначала необходимо **определить значения коэффициентов**, полученных по известным значениям λ и n в данном диапазоне длин волн, а затем уже **рассчитать n для заданной длины волны**. Поэтому целесообразно оценить возможности методов интерполяции, в частности метода линейной интерполяции, так как формулы параболической интерполяции являются достаточно сложными и вычисления по ним производятся, как правило, с помощью ЭВМ.

Формула линейной интерполяции получается из общей интерполяционной формулы Лагранжа, записанной для многочлена 1-й степени,

$$n_x = n_1 + (n_2 - n_1)(\lambda_x - \lambda_1)/(\lambda_2 - \lambda_1), \quad (3.5)$$

где n_x — искомый показатель преломления для заданной длины волн λ_x ; $\lambda_1, \lambda_2, n_1, n_2$ — ближайшие к λ_x табличные значения длины волны и показателя преломления, причем $\lambda_1 < \lambda_x < \lambda_2$.

Анализ точности вычисления n проводился следующим образом. Было выбрано 20 наиболее распространенных оптических материалов. В диапазоне $\lambda = 0,365 - 11$ мкм последовательно для каждой

длины волны, приведенной в ГОСТе на оптическое стекло и таблицах для кристаллов, был вычислен n . Для стекол вычисления производились по формулам (3.3) и (3.5) с помощью трех табличных значений λ и n . Оба результата сравнивались с n , приведенным для этой λ в таблицах. Совпадающие значащие цифры вычисленного результата и табличного значения принимались за верные. Вычисления показывают, что начиная с $\lambda = 0,863$ мкм и выше интерполяционная формула дает достаточно высокую точность вычисления n (4—5 верных значащих цифр). Точность, получаемая по формуле Корню в этом диапазоне длин волн, соответствует 4—3 верным значащим цифрам. Для диапазона $\lambda = 0,365—0,863$ мкм число верных значащих цифр в значении n равно 4—5.

Аналогичным образом был проведен анализ точности вычисления показателя преломления для 8 кристаллов в диапазоне $\lambda = 0,5—11$ мкм. В результате вычислений получилось 27 участков, на которых точность вычисления различна. В табл. 3.5 приводятся только те участки спектра, на которых точность вычисления по формулам (3.4) или (3.5) соответствует пяти верным значащим цифрам. На других участках в указанном диапазоне точность соответствует 3—4 верным значащим цифрам. Проведенный анализ точности позволяет правильно выбрать формулу для расчета n для любой λ и определить, с какой точностью получено значение n . С учетом полученных результатов были вычислены значения n наиболее распространенных оптических материалов для 10 используемых в настоящее время и перспективных в будущем длин волн излучения лазеров. Результаты вычислений приведены в табл. 3.6 и 3.7.

3.2. Габаритные расчеты оптических систем

3.2.1. Основные соотношения при преобразовании пучка лазера оптическими системами.

Оптические системы, предназначенные для формирования пучка лазера, весьма разнообразны. В настоящем параграфе рассмотрены лишь оптические системы, изменяющие радиус кривизны волнового фронта пучка, т. е. системы, преобразующие конфокальный параметр пучка. Кроме систем со сферическими поверхностями, сюда относятся и детали с плоскими поверхностями, так как внутри таких деталей конфокальный параметр (а следовательно, расходимость и размер пучка) отличается от его значения в воздухе.

В качестве исходных данных для расчета примем следующие параметры пучка: конфокальный параметр R_0 , местоположение плоскости перетяжки относительно оптической системы d и коэффициент моды k_m . Параметры R_0 , d и k_m можно определить для большинства типов применяемых резонаторов устойчивой конфигурации (см. § 2.3).

Для установления основных закономерностей преобразования пучка лазера оптической системой рассмотрим действие на пучок тонкой положительной линзы. Пусть световой диаметр линзы значительно превосходит диаметр пучка в плоскости, совпадающей с сечением линзы. Будем также считать, что линза идеальна, т. е. она обладает по всему сечению свойствами параксиальной области. Такую линзу можно характеризовать одним параметром — фокусным расстоянием f' , так как главные плоскости линзы совпадают между собой и ее сечением.

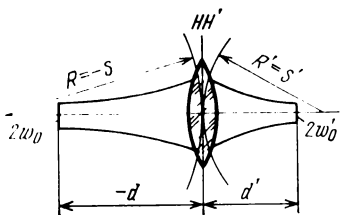


Рис. 3.21. Преобразование пучка лазера тонкой положительной линзой.

Пусть волновой фронт падающего на линзу пучка имеет радиус кривизны R (рис. 3.21). Этому сферическому фронту соответствует воображаемый гомоцентрический пучок, центр которого расположен на расстоянии S от линзы; очевидно, что $|R|=|S|$. Таким образом, лазер представляет собой точечный источник, расположенный на расстоянии, равном радиусу кривизны волнового фронта пучка в плоскости установки линзы. Известно, что идеальная линза не искажает общего характера распределения когерентного поля, т. е. преобразует сферический фазовый фронт волны тоже в сферу (в общем случае другого радиуса кривизны R'). Этому фронту также соответствует воображаемый гомоцентрический пучок, центр которого расположен на расстоянии S' от линзы, причем $|R'|=|S'|$. Расстояния S и S' , а следовательно, и радиусы кривизны R и R' связаны между собой в идеальной оптической системе известной формулой Гаусса

$$\frac{1}{R'} - \frac{1}{R} = \frac{1}{f'}. \quad (3.6)$$

Так как дифракционный характер изменения параметров пучка сохраняется и за линзой, то преобразованный пучок можно характеризовать новым конфокальным параметром R' , и расстоянием d' от линзы до перетяжки [152]. Рассмотрим пока пучок, не ограни-

ченный никакими реальными диафрагмами, в том числе и оправой линзы. Дифракционный же характер изменения параметров пучка объясняется наличием ограниченного по размеру электромагнитного поля, созданного резонатором лазера. В реальных же оптических системах всегда происходит ограничение пучка, и точечный источник изображается за линзой в виде дифракционного пятна. Если же дифракцию (и абберацию) не учитывать, то точка изображается в виде точки. В пучке лазера дифракция учитывается уже в самих выражениях, определяющих изменение кривизны волнового фронта и размера пятна в зависимости от z . Поэтому изображение пучка за линзой представляет собой дифракционное изображение точки, соответствующей центру кривизны волнового фронта падающего на линзу пучка. В отличие от обычного точечного источника оно получится без реального ограничения поля и, кроме того, будет отличаться, так как распределение интенсивности будет иным.

Для определения параметров пучка за линзой воспользуемся соотношением (3.6) и тем очевидным фактом, что размер пятна на самой линзе w не изменяется. Ход решения таков. Зная R_0 и d , по формулам (2.8) и (2.9) находим радиус кривизны волнового фронта и размер пятна в плоскости линзы, принимая в них $|z|=|d|$. Затем из (3.6) определяем R' . Таким образом, нам известны в одной и той же плоскости (плоскости линзы) радиус кривизны волнового фронта и размер пятна. Найдем связь между этими параметрами и эквивалентным конфокальным параметром пучка. Исключая z из (2.8) и (2.9), можно найти для преобразованного пучка

$$R'_0 = \frac{4kw^2(R')^2}{k^2w^4 + 4(R')^2}, \quad k = 2\pi/\lambda. \quad (3.7)$$

Подставляя в (3.7) найденные значения R' и w , получаем после упрощения

$$R'_0 = \frac{R_0}{(1 + d/f')^2 + (R_0/2f')^2}. \quad (3.8)$$

Для того чтобы найти величину d' , определим связь между z , w и R в лазерном пучке. Из выражения (2.9)

$R_0^2 = 4z(R - z)$. Подставляя это значение в (2.8), находим

$$\omega^2 = \frac{RR_0}{k(R - z)},$$

откуда после несложных преобразований

$$z = \frac{k^2 \omega^4 R}{k^2 \omega^4 + 4(R)^2}. \quad (3.9)$$

Подставляя в (3.9) величины R и ω , получаем для преобразованного пучка

$$1 - \frac{d'}{f'} = \frac{1 + d/f'}{(1 + d/f')^2 + (R_0/2f')^2}. \quad (3.10)$$

Выражения (3.8) и (3.10) записаны с учетом принятого в оптике правила знаков, т. е. d отсчитывается от линзы и считается положительной величиной, если перетяжка расположена справа от линзы по направлению распространения луча. Эти формулы остаются справедливыми и для линзы конечной толщины, если расстояния d и d' отсчитывать от соответствующих главных плоскостей линзы. Действительно, выражение (3.6) применимо и в этом случае, а условие равенства размеров пятен на линзе, использованное при выводе формул, выполняется, поскольку увеличение в главных плоскостях линзы равно единице. Сказанное можно отнести и к сложной оптической системе, например объективу, состоящему из нескольких линз.

Соотношения (3.8) и (3.10) являются основными для габаритного расчета оптических систем с лазерами. Используя их, можно определить фокусные расстояния и световые диаметры тонких линзовых компонентов, а также линейные размеры других оптических деталей и расстояния между ними. Если из-за аберраций линзовый компонент должен быть сложным, то выбор линз осуществляется по правилам геометрической оптики. Переход к линзам конечной толщины, а также расстановка реальных компонентов производится также по правилам геометрической оптики.

Следует помнить, что конфокальный параметр пучка характеризует лишь излучение на основной моде TEM_{00} . Однако соотношения (3.8) и (3.10) справедливы и для многомодового излучения. Действительно, все моды

имеют один и тот же радиус кривизны волнового фронта и отличаются поперечными размерами и угловой расходимостью. Поэтому оптическая система преобразует многомодовое излучение также как и одномодовое, но поперечные размеры пучка в любом сечении будут в соответствующее число раз больше. Во столько же раз будет больше расходимость пучка в дальней зоне. Увеличение размера пятна и расходимости равно отношению размера пятна наивысшей моды, присутствующей в излучении, к размеру основной моды по уровню снижения интенсивности в e^2 раз. Что касается уровня

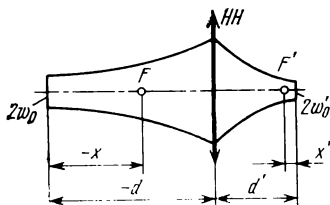


Рис. 3.22. Пояснение к формулам (3.11) и (3.12).

снижения интенсивности, по которому отсчитывается размер наивысшей моды, то он может быть выбран по любому параметру, например по уровню энергии в пучке, ограниченном выбранными размерами.

Отношение размера многомодового пучка по выбранному уровню к размеру пятна основной моды по уровню $1/e^2$ обозначено через k_m . Величину k_m можно вычислить теоретически, если известны параметры резонатора и число мод в излучении. Если число мод неизвестно, то k_m находится как отношение практически измеренного размера пятна к размеру пятна основной моды, вычисленному по параметрам резонатора. Сравнение производится в любом поперечном сечении пучка. Аналогично значение k_m находится по соответствующей угловой расходимости.

Таким образом, при расчете оптических систем в случае одномодового излучения можно пользоваться непосредственно соотношениями (3.8) и (3.10). При многомодовом излучении их можно использовать для определения фокусных расстояний компонентов; расчет линейных поперечных размеров необходимо вести с учетом k_m . Величина k_m войдет также в расчет расходимости выходного пучка.

Соотношения (3.8) и (3.10) можно записать в другом виде, используя величины x и x' , равные соответственно расстояниям плоскости перетяжки исходного и преобразованного пучков от фокальных плоскостей компонента

(рис. 3.22). Так как $f' - d' = -x'$, а $f' + d = x$, то получим:

$$R'_s = R_s \left[\left(\frac{x}{f'} \right)^2 + \left(\frac{R_s}{2f'} \right)^2 \right]^{-1}; \quad (3.11)$$

$$x' = -x \left[\left(\frac{x}{f'} \right)^2 + \left(\frac{R_s}{2f'} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3.12)$$

Из этих соотношений следует, что

$$x'/R'_s = -x/R_s. \quad (3.13)$$

С помощью выражений (3.11) и (3.12) можно показать, что если перетяжку и ее изображение оптической системой рассматривать как предмет и его изображение, то параметры оптической системы изменяются по сравнению с общепринятыми. Действительно, поперечное увеличение в перетяжках пучка лазера

$$\beta_{\text{л}} = \sqrt{R'_s/R_s} \text{ или } \beta_{\text{л}}^2 = R'_s/R_s. \quad (3.14)$$

Используя выражение (3.11), находим

$$\beta_{\text{л}}^2 = \left[\left(\frac{x}{f'} \right)^2 + \left(\frac{R_s}{2f'} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3.15)$$

В оптике $\beta = f'/x$. Таким образом,

$$\beta_{\text{л}}^2 = \left[\left(\frac{1}{\beta} \right)^2 + \left(\frac{R_s}{2f'} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3.16)$$

Отсюда

$$\beta_{\text{л}}^2 = \frac{4(f')^2 \beta^2}{4(f')^2 + \beta^2 R_s^2}. \quad (3.17)$$

Угловое увеличение для пучка лазера

$$\gamma_{\text{л}} = \sqrt{R_s/R'_s} \text{ или } \gamma_{\text{л}}^2 = R_s/R'_s. \quad (3.18)$$

В пучке лазера соблюдается соотношение

$$\gamma_{\text{л}} = \beta_{\text{л}}^{-1}. \quad (3.19)$$

Поэтому из выражения (3.17) получаем

$$\gamma_{\text{л}}^2 = \frac{4(f')^2 + \beta^2 R_s^2}{4(f')^2 \beta^2} = \gamma^2 + \left(\frac{R_s}{2f'} \right)^2. \quad (3.20)$$

Равенства (3.17) и (3.20) можно использовать для расчета размера перетяжки и расходимости пучка лазера после преобразования его оптической системой.

В оптике часто используются двухкомпонентные оптические системы. Поэтому выведем формулы для расчета поперечного увеличения в перетяжках и углового увеличения в пучке лазера для двухкомпонентной системы. Применяя последовательно выражение (3.11) к первому, а затем ко второму компоненту и принимая

$$x_2 = x'_1 - \Delta, \quad (3.21)$$

где Δ — оптический интервал, т. е. расстояние между задней фокальной плоскостью первого компонента и передней фокальной плоскостью второго компонента, можно получить

$$R'_{s2} = \frac{4(f'_2)^2 AR_{s1}}{4(x_1 + \Delta A)^2 + R_{s1}^2}, \quad (3.22)$$

где

$$A = \left(\frac{x_1}{f'_1}\right)^2 + \left(\frac{R_{s1}}{2f'_1}\right)^2. \quad (3.23)$$

Таким образом,

$$\gamma_{\text{л}}^2 = \frac{1}{\beta_{\text{л}}^2} = \frac{4(x_1 + \Delta A)^2 + R_{s1}^2}{4(f'_2)^2 A}. \quad (3.24)$$

Если при выводе формулы принять $x_2 = 0$, то получим иное выражение для $\gamma_{\text{л}}^2$

$$\gamma_{\text{л}}^2 = \left(\frac{f'_1}{f'_2}\right)^2 \frac{R_{s1}^2}{4x_1^2 + R_{s1}^2}. \quad (3.25)$$

Все формулы для пучка лазера получены исходя из дифракционных соображений. Поэтому, естественно, соотношения в пучке лазера и преобразования его оптической системой не подчиняются законам геометрической оптики, основанной на представлении о прямолинейных лучах. Однако, с другой стороны, волновой фронт пучка лазера в каждой плоскости представляет собой сферу, соответствующую точечному источнику в геометрической оптике. Очевидно, что на тех расстояниях от перетяжки, на которых всем фронтам соответствует один и тот же центр кривизны (гомоцентрическая точка), пучок лазера можно рассматривать как пучок прямолинейных лучей. Здесь применимы все законы геометрической оптики. На меньших расстояниях необходимо использовать соотношения, выведенные для пучка лазера.

3.2.2. Концентрация лазерного излучения в пятно малых размеров. Рассмотрим некоторые приложения приведенных соотношений к выбору и расчету оптических систем, предназначенных для формирования пучка излучения лазера. Обратимся сначала к задаче концентрации лазерного излучения в пятно достаточно малых размеров. Таким пятном, очевидно, может служить перетяжка в пучке за фокусирующей оптической системой.

Из выражения (2.7) следует, что для реализации перетяжки с малым размером w' необходимо добиваться малости конфокального параметра R'_z трансформированного

пучка. Вообще говоря, получение минимального значения R'_z зависит не только от параметров самой оптической системы, но и от конфокального параметра исходного пучка R_z . Из соотношения (3.8) при заданных d и f' качественная зависимость R'_z от R_z имеет вид, представленный на рис. 3.23.

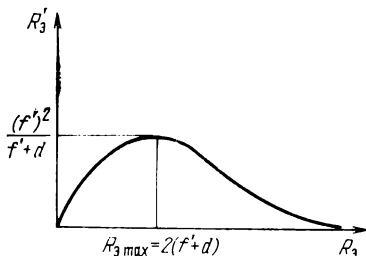


Рис. 3.23. Качественная зависимость R'_z от R_z .

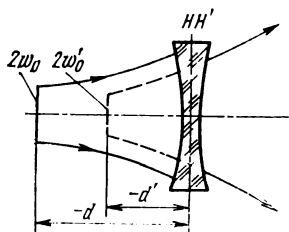


Рис. 3.24. Преобразование пучка лазера тонкой отрицательной линзой.

Максимальному значению R'_z соответствует $R_z = 2(f' + d)$. Если по каким-либо соображениям f' и d выбраны, то для получения минимальной величины R'_z необходимо, чтобы R_z как можно больше отличался от значения $2(f' + d)$ в ту или другую сторону.

Из выражения (3.10) видно, что фокусирующая система должна быть положительной, так как при отрицательном f' перетяжка располагается слева от оптической системы, а это может быть только в том случае, когда перетяжка мнимая, т. е. пучок за отрицательной линзой продолжает расходиться (рис. 3.24). Фокусное расстояние должно быть небольшим. Качественная зависимость R'_z/R_z от f' показана на рис. 3.25. Таким образом, чем меньше фокусное расстояние оптической систе-

мы, тем меньше можно получить размер пятна. Нетрудно также видеть, что перетяжка тем меньше, чем больше расстояние от перетяжки до оптической системы (рис. 3.26) по сравнению с фокусным расстоянием. Однако при увеличении d увеличиваются габариты оптической системы и растет относительное отверстие, что нежелательно из-за абберационных соображений.

Перетяжка в пучке за объективом не является в обычном смысле изображением перетяжки исходного пучка. Так, например, если перетяжка в падающем пуч-

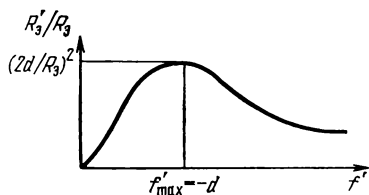


Рис. 3.25. Качественная зависимость R'_3/R_3 от f' .

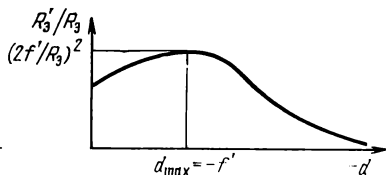


Рис. 3.26. Качественная зависимость R'_3/R_3 от $-d$.

ке совпадает с передней фокальной плоскостью объектива, то в трансформированном пучке она оказывается в задней фокальной плоскости. Поэтому при определении положения перетяжки за объективом следует пользоваться формулой (3.10), а не соотношениями геометрической оптики, пригодными для сопряженных величин. Из формулы видно, что положение перетяжки преобразованного пучка за оптической системой зависит от положения перетяжки исходного пучка, фокусного расстояния оптической системы и конфокального параметра исходного пучка. Иногда бывает необходимо знать, какие предельные положения может занимать плоскость перетяжки преобразованного пучка в зависимости от параметров исходного пучка и фокусного расстояния оптической системы [153].

Решая (3.10) относительно d' , получаем следующее выражение:

$$d' = f' - \frac{4(f')^2(f' + d)}{4(f' + d) + R_3^2}. \quad (3.26)$$

Для определения экстремальных значений d можно воспользоваться известным правилом нахождения произ-

водной и приравнивания ее нулю, так как функция (3.26) удовлетворяет условиям Дирихле. Таким образом,

$$\frac{\partial d'}{\partial d} = \frac{4(f')^2 [4(f' + d)^2 - R_3^2]}{[4(f' + d)^2 + R_3^2]^2}, \quad (3.27)$$

откуда получим, что экстремальные значения d равны

$$d_1 = -f' - R_3/2; \quad d_2 = -f' + R_3/2, \quad (3.28)$$

причем при d_1 имеет место максимум функции d' , а при d_2 — минимум этой функции.

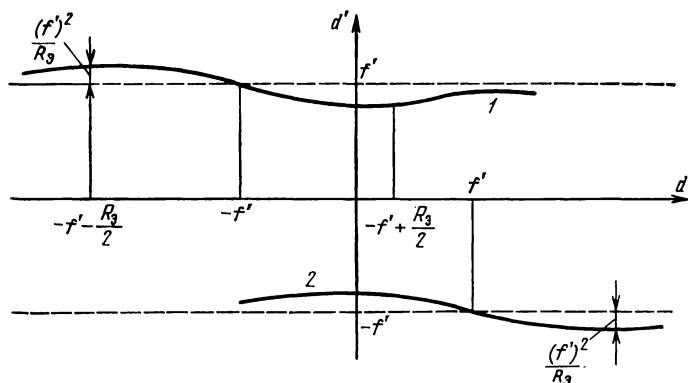


Рис. 3.27. Смещение плоскости перетяжки в зависимости от расположения лазера и оптического элемента: $f' > 0$ (1), $f' < 0$ (2).

Соответствующие этим значениям d_i экстремальные значения d' равны

$$d'_1 = f' + (f')^2/R_3; \quad d'_2 = f' - (f')^2/R_3. \quad (3.29)$$

При изменении d от ∞ до $-\infty$ величина d' изменяется на величину

$$\Delta d' = 2(f')^2/R_3. \quad (3.30)$$

Если $R_3/2 > f'$, то экстремальному значению d_2 соответствует положительное значение d , что практически невыполнимо, когда исходный пучок выходит непосредственно из лазера. В этом случае при изменении d от 0 до $-\infty$ величина d' меняется от $f' + (f')^2/R_3$ до значения, соответствующего $d=0$.

Графическая интерпретация полученных соотношений представлена на рис. 3.27. Интересно отметить, что

так как у большинства лазеров значение конфокального параметра составляет несколько сотен миллиметров, а первый компонент оптической системы обычно короткофокусный, то при любом смещении лазера относительно оптической системы смещение перетяжки преобразованного первым компонентом пучка очень мало. Например, при использовании газового лазера типа ЛГ-55 с $R_0=500$ мм и линзы с фокусным расстоянием $f'=10$ мм оно не превышает 0,2 мм.

Однако когда речь идет уже о трансформированном пучке, то R_0 может достигать очень небольших значений. Тогда небольшие смещения перетяжки пучка относительно последующего оптического компонента могут привести к значительным смещениям перетяжки преобразованного пучка. Кроме того, так как в этом случае $R_0 \ll f'$, легко получить как действительную перетяжку, так и мнимую, т. е. сделать пучок на выходе из оптической системы сходящимся или расходящимся.

Следует обратить внимание на метод определения расходимости пучка лазера с помощью положительного компонента (линзы, объектива). Иногда при этом допускается ошибка, поскольку угол вычисляют по наименьшему размеру пятна в пространстве изображений линзы (следовательно, берут размер перетяжки сфокусированного пятна). Можно показать, что расходимость равна

$$2\theta = D_\Phi / f', \quad (3.31)$$

где D_Φ — диаметр пятна в фокальной плоскости линзы, а не диаметр перетяжки. Действительно, представим

$$D_\Phi = 2\omega'_0 \sqrt{1 + 4(d' - f')^2 / (R'_0)^2}, \quad (3.32)$$

где ω'_0 — размер пятна в плоскости перетяжки; $(d' - f')$ — расстояние между плоскостью перетяжки и фокальной плоскостью; R'_0 — конфокальный параметр сфокусированного пучка.

Заменяя в этом выражении ω'_0 на $\sqrt{\lambda R'_0} / 2\pi$, а R'_0 на R_0 из соотношения (3.8), после преобразований получаем выражение для расходимости пучка лазера, падающего на линзу, в дальней зоне

$$D_\Phi / f' = 2 \sqrt{2\lambda / \pi R_0}. \quad (3.33)$$

При очень малых размерах отображенной перетяжки, а также в том случае, когда пучок ограничивается апертурой объектива, необходимо считаться с дифракционным и абберационным увеличениями размера пятна. Вследствие монохроматичности лазерного излучения основную роль в центрированной оптической системе играет сферическая абберация используемого объектива. Фактически размер пятна должен определяться соотношением

$$\omega' = k_m \sqrt{\lambda R'_s / 2\pi} + k_d \lambda d' / 2a + \delta l, \quad (3.34)$$

где a — апертурный размер объектива; k_d — коэффициент, зависящий от формы апертуры и вида распределения интенсивности в пучке (см. § 3.5); δl — поперечная сферическая абберация объектива в плоскости отображенной перетяжки.

До сих пор мы рассматривали вопрос о концентрации лазерного излучения с помощью одного компонента (линзы или объектива). Как видно из (3.8), чем меньше фокусное расстояние используемого компонента, тем меньше размер сфокусированного пятна. При этом само пятно находится вблизи задней фокальной плоскости компонента (см. формулу (3.10)). Если фокусирующий компонент устанавливать на большем расстоянии от лазера, то размер сфокусированного пятна будет меньше. Однако степень уменьшения размера пятна с увеличением d обычно невелика, так как второй член в знаменателе (3.8) значительно больше первого. Только на большом расстоянии $d \gg f'$ будет сказываться влияние первого члена и размеры пятна заметно уменьшаются. При этом габариты фокусирующей системы могут быть приемлемыми.

Длину фокусирующей оптической системы можно заметно сократить, если сделать ее двухкомпонентной. Второй компонент уменьшает размер пятна, полученного после первого компонента, если $d_2 \geq 2f'_2$. Этот результат можно получить из формулы (3.8) или воспользоваться общими выражениями для увеличения оптической системы. Сравнивая формулу (3.15) для увеличения однокомпонентной системы с (3.24) для увеличения двухкомпонентной системы, можно видеть, что при $x_1 = 0$ и $\Delta = f'_2$ увеличение двухкомпонентной системы становится меньше соответствующей величины при использова-

нии одного компонента. При увеличении x_1 выигрыш становится еще более ощутимым.

Переписывая выражение для увеличения однокомпонентной системы в виде

$$\beta^2_1 = 4(f'_1)^2(4x^2_1 + R^2_{a1})^{-1}, \quad (3.35)$$

а для увеличения двухкомпонентной системы при $x_1 = 0$ в виде

$$\beta^2_2 = 4(f'_2)^2 A(4\Delta^2 A^2 + R^2_{a1})^{-1}, \quad (3.35a)$$

можно видеть, что изменение Δ сильнее сказывается на значении увеличения, чем изменение x_1 . Вычисляя для заданного увеличения значения x_1 и Δ при выбранных f'_1 и f'_2 , можно определить габариты оптической системы при заданном лазере. Необходимо учитывать, что в двухкомпонентной оптической системе легче исправить aberrации.

Представляет интерес вопрос о возможности концентрации излучения лазера на значительные расстояния (несколько сот метров) в пятно размером несколько миллиметров. С помощью одного компонента такую концентрацию осуществить невозможно [154]. Действительно, при небольших фокусных расстояниях, когда $-d > f' \ll R_a$, пятно располагается на расстоянии $d' \approx f'$ от компонента, т. е. задача не выполняется. При больших значениях f' для концентрации необходимо выбирать $-d > f'$, что приводит к необходимости устанавливать оптическую систему на значительном расстоянии от перетяжки исходного пучка. Разумеется, при этом габариты установки становятся практически неприемлемыми. Выбрать $-d$ меньше f' нельзя, так как перетяжка становится мнимой.

Задачу можно решить с помощью двухкомпонентной оптической системы. Первый компонент следует выбрать короткофокусным, чтобы получить возможно малое значение R'_{a1} . Фокусное расстояние f'_2 второго компонента и расстояние его d_2 от перетяжки, образованной первым компонентом, выбирается из условия, чтобы

$$(R'_{a1}/2f'_2)^2 \ll (1 + d_2/f'_2)^2.$$

В этом случае соотношения (3.8) и (3.10) принимают следующий вид (по отношению ко второму компоненту):

$$R'_{a2} = R_{a2}/(1 + d_2/f'_2)^2; \quad (3.8a)$$

$$1 - d'_2/f'_2 = 1/(1 + d_2/f'_2). \quad (3.10a)$$

Если теперь выбрать $d_2 = -(1+m)f'_2$, где m — не-
большая положительная величина, то

$$d'_2 = [(m+1)/m]f'_2 \gg f'_2.$$

Правда, величина $R'_{\text{э}2}$ при этом будет в $1/m^2$ раз больше $R'_{\text{э}1}$. Однако, если с помощью первого компонента величина $R'_{\text{э}1}$ сделана достаточно малой, размер пятна, сфокусированного вторым компонентом, также будет достаточно мал.

Пример. Пусть резонатор лазера имеет следующие параметры: $r_1 = 2000$ мм, $r_2 = \infty$, $L = 800$ мм. Требуется сфокусировать излучение основной моды с длиной волны 0,5 мкм в пятно размером 2 мм на расстоянии 200 м.

В нашем случае $R_s \approx 2000$ мм. Выберем в качестве первого компонента отрицательную линзу с фокусным расстоянием -5 мм и расположим ее на расстоянии $d_1 = 10f'_1 = -50$ мм от перетяжки пучка лазера (плоского зеркала резонатора). Из формулы (3.8) находим, что $R'_{\text{э}1} = 0,05$ мм. Выберем $f'_2 = 200$ мм и $d_2 = -1,001f'_2$. В этом случае $(1 + d_2/f'_2)^2 = 10^{-6} \gg (R'_{\text{э}1}/2f'_2)^2 \approx 10^{-8}$. Следовательно, можно воспользоваться формулами (3.8а) и (3.10а). Из (3.10а) находим, что перетяжка сфокусированного вторым компонентом пучка будет находиться на расстоянии $d'_2 = 1000f'_2 = 200$ м от второго компонента. Конфокальный параметр пучка $R'_{\text{э}2} = 5 \cdot 10^4$ мм находим из (3.8а), а соответствующий размер пятна $w'_2 = 2$ мм.

Размер пятна на первом компоненте при принятых размерах составляет $\sim 0,4$ мм, поэтому его апертуру и относительное отверстие можно сделать небольшими, не ограничивая существенно пучок. Относительное отверстие второго компонента близко к значению относительного отверстия первого компонента, и размер выходного зрачка выбирается больше размера пучка. Следовательно, дифракционным увеличением размера сфокусированного пятна можно пренебречь.

3.2.3. Формирование излучения лазера в пучок с минимальной расходимостью. Требование малой расходимости совпадает с условием получения большого значения конфокального параметра пучка (см. (2.10)). Достижение большой величины конфокального параметра путем использования в резонаторе зеркал меньшей кривизны непрактично, так как резко возрастают его дифракционные потери и критичность к разъюстировке.

Рассмотрим сначала возможность коллимирования пучка с помощью одного компонента (линзы). Получение наибольшего значения конфокального параметра за линзой соответствует и получению наибольшего размера перетяжки. Очевидно, что в этом случае перетяжка должна совпадать с главной плоскостью линзы. Так как размер пучка на линзе не меняется, то для получения большей перетяжки нужно увеличивать расстояние от лазера до линзы с тем, чтобы за счет естественной расходимости пучка получить необходимый размер на линзе. Например, для получения расходимости пучка за линзой 10" нужно иметь размер пятна

$$w = \frac{\lambda}{\pi \theta} = \frac{0,5 \cdot 10^{-3} p''}{\pi \cdot 10} = 3,2 \text{ мм.}$$

При $R_0 = 2000$ мм такой размер можно получить лишь на расстоянии $z = 8$ м. Таким образом, использование одной линзы для коллимации неудобно или невозможно из-за габаритных соображений.

Размеры коллимирующей системы можно резко уменьшить, используя два компонента. Если с помощью первого компонента увеличить угловую сходимость лучей (что и делается при фокусировке), то после перетяжки пучок будет быстро расходиться и необходимый размер пятна на втором компоненте может быть получен на сравнительно небольшом расстоянии.

Задача первого компонента аналогична задаче фокусирования пучка, и выбор параметров первого компонента не отличается от рассмотренного выше случая. Фокусное расстояние второго компонента и положение его относительно перетяжки, образованной первым компонентом, выбирается в зависимости от того, задано ли фокусное расстояние или габариты системы. В первом случае, как это видно из (3.8), следует установить второй компонент на расстоянии $-d_2 = f'_2$, чтобы перетяжка, образованная первым компонентом, совпадала с передней фокальной плоскостью второго компонента. Если же задано d_2 , то максимальное значение R'_{32} достигается при фокусном расстоянии второго компонента

$$f'_2 = -d_2 (1 + R'_{31} / 4d_2^2). \quad (3.36)$$

Это выражение совпадает с формулой для радиуса кривизны волнового фронта пучка, падающего на второй компонент. При заданном d_2 условие получения макси-

мального размера пятна и, следовательно, минимальной расходимости пучка выполняется, когда фронт волны на выходе линзы будет плоским.

Величина $R_{01}'/4d_2^2$ обычно очень мала, поэтому $f_2' \approx \approx d_2$, т. е. системы с заданными f_2' или d_2 практически совпадают между собой. Разница между ними проявляется в том случае, когда диаметр выходного зрачка второго компонента ограничен реальной диафрагмой (оправой). Тогда d_2 фактически задано и фокусное расстояние второго компонента должно выбираться из условия (3.36).

Поскольку фокусное расстояние практически совпадает с расстоянием от перетяжки до второго компонента, а чем оно больше, тем меньше расходимость, то второй компонент должен быть длиннофокусным. Таким образом, коллимирующая оптическая система напоминает телескопическую, а в некоторых частных случаях полностью с ней совпадает. Увеличение коллимирующей системы, т. е. отношение расходимости на выходе системы к расходимости пучка лазера равно обратному отношению соответствующих размеров перетяжек:

$$\Gamma = \omega_{\text{л}} / \omega_2'.$$

Эту формулу можно применять лишь в том случае, когда пучок существенно не ограничивается на втором компоненте. Первый компонент коллимирующей оптической системы может быть выполнен в виде положительной или отрицательной линзы. Применение отрицательной линзы предпочтительнее, так как при этом сокращается длина коллимирующей системы и легче компенсируются aberrации второго компонента.

Для коллимации излучения лазера часто применяют телескопические системы. Однако не всегда телескопические системы используются оптимально. Из выражения (3.24) угловое увеличение телескопической системы при $\Delta=0$ не зависит от параметров лазера и равно угловому увеличению в обычном смысле. Действительно, подставляя в (3.24) значение A из (3.23) и $\Delta=0$, получим $\gamma_{\text{л}}^2 = \Gamma_{\text{т}}^2$.

С другой стороны, при $x_2=0$, т. е. при $\Delta=x_1'$, получено выражение (3.25), в котором отношение $(f_1')^2/(f_2')^2$ также равно $\Gamma_{\text{т}}^2$. Следовательно, в этом случае

$$\gamma_{\text{л}}^2 = \Gamma_{\text{т}}^2 R_{01}^2 / (4x_1^2 + R_{01}^2).$$

мощью двухкомпонентной оптической системы в пределах от минимального значения, определяемого дифракцией на выходном компоненте, до величин, больших, чем расходимость на выходе лазера.

Выведем общую формулу для расчета эквивалентного конфокального параметра и положения плоскости перетяжки пучка на выходе из двухкомпонентной оптической системы. Обозначим расстояние между компонентами (рис. 3.28) через L , а промежуток между фокальными точками F'_1 и F_2 через Δ , причем $\Delta = f'_1 + f'_2 - L$. Таким образом, величина Δ является положительной, когда компоненты сближаются друг с другом, двигаясь из исходного положения при $\Delta=0$, и наоборот.

Конфокальный параметр пучка за первым компонентом равен

$$R'_{\text{э}1} = \frac{R_{\text{э}л}}{(1 + d_1/f'_1)^2 + (R_{\text{э}л}/2f'_1)^2}.$$

Обозначим знаменатель этого выражения через X . Тогда $R'_{\text{э}1} = R_{\text{э}л}/X$. Конфокальный параметр пучка за вторым компонентом равен

$$R'_{\text{э}2} = \frac{R_{\text{э}2}}{(1 + d_2/f'_2)^2 + (R_{\text{э}2}/2f'_2)^2}.$$

Так как $R_{\text{э}2} = R'_{\text{э}1}$, то

$$R'_{\text{э}2} = \frac{R_{\text{э}л}}{X(1 + d_2/f'_2)^2 + (R_{\text{э}л}/2Xf'_2)^2 X}, \quad (3.37)$$

где $d_2 = -(L - d'_1)$. Значение d'_1 найдем из $1 - d'_1/f'_1 = [1 + d_1/f'_1]/X$, откуда $d'_1 = f'_1 - (f'_1 + d_1)/X$. Таким образом,

$$\begin{aligned} d_2 &= -L + f'_1 - (f'_1 + d_1)/X; \\ d_2 &= \Delta - f'_2 - (f'_1 + d_1)/X. \end{aligned} \quad (3.38)$$

Подставляя значение d_2 в (3.37), получаем

$$R'_{\text{э}2} = \frac{4XR_{\text{э}л}(f'_2)^2}{4(X\Delta - f'_1 - d_1)^2 + R_{\text{э}л}^2}. \quad (3.39)$$

Анализ этого выражения показывает, что при выбранном значении f'_2 и $d_1 = -f'_1$ максимальная величина $R'_{\text{э}2}$, а следовательно, минимальная расходимость пучка, достигается при $\Delta=0$, т. е. при использовании

телескопической системы. Если $-d_1 \neq f'_1$, то минимальная расходимость достигается при $\Delta = (f'_1 + d_1) / X$.

Для увеличения расходимости следует изменять значение Δ в (3.39). Причем целесообразно иметь положительное значение промежутка, которое имеет место при сближении компонентов, так как в этом случае будет отсутствовать виньетирование пучка на втором компоненте. Полагая для простоты $\Delta = -f'_2$ и $d_1 = -f'_1$, можно видеть, что

$$R'_{\text{э2}} = \frac{4XR_{\text{эл}}(f'_2)^2}{4X^2(f'_2)^2 + R_{\text{эл}}^2}.$$

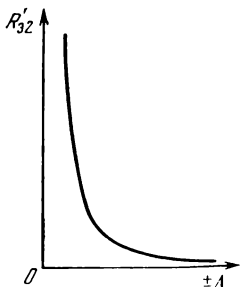


Рис. 3.29. Зависимость конфокального параметра от Δ при $d_1 = -f'_1$ и $f'_2 \gg f'_1$.

Пренебрегая в знаменателе величиной $R_{\text{эл}}^2$, получаем $R'_{\text{э2}} \approx 4(f'_1)^2 / R_{\text{эл}}$. Практически всегда можно сделать $R'_{\text{э2}} < R_{\text{эл}}$, т. е. при выбранном значении Δ получить расходимость больше расходимости исходного пучка. График качественной зависимости $R'_{\text{э2}}$ от Δ представлен на рис. 3.29.

Найдем положение плоскости перетяжки за выходным компонентом. Из формулы

$$1 - \frac{d'_2}{f'_2} = \frac{1 + d_2/f'_2}{(1 + d_2/f'_2)^2 + (R'_{\text{э1}}/2f'_2)^2}$$

получим

$$d'_2 = f'_2 - \frac{f'_2 + d_2}{(1 + d_2/f'_2)^2 + (R'_{\text{э1}}/2f'_2)^2}.$$

Выражая d_2 как (3.38) и принимая во внимание, что $R'_{\text{э1}} = R_{\text{эл}}/X$, окончательно имеем

$$d'_2 = f'_2 - \frac{4(X\Delta - f'_1 - d_1)X(f'_2)^2}{4(X\Delta - f'_1 - d_1)^2 + R_{\text{эл}}^2}. \quad (3.40)$$

График качественной зависимости d'_2 от Δ представлен на рис. 3.30. Размер перетяжки можно определить, пользуясь значением $R'_{\text{э2}}$ из (3.39). Применяя формулы (3.39) и (3.40), следует иметь в виду, что если для изменения расходимости двигается первый компонент, то одновременно с изменением Δ меняется и величина X , кроме того, меняется размер пятна на первом компоненте.

При работе с мощными лазерами необходимо следить за тем, чтобы в процессе изменения расходимости концентрация энергии на выходном элементе не превысила допустимого значения. Если с помощью двухкомпонентной системы это условие не обеспечивается, то нужно использовать более сложную оптическую систему. Одна из таких систем описана в работе [155].

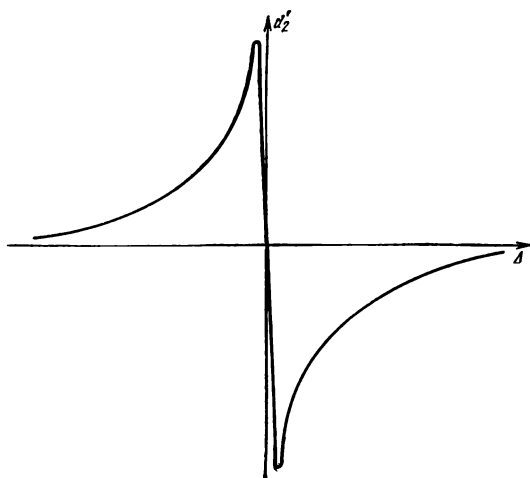


Рис. 3.30. Зависимость d'_2 от λ при $d_1 = -f'_1$ и $f'_2 \gg f'_1$.

Она состоит из двух отрицательных линз с одинаковым фокусным расстоянием $-f'$ и положительной линзы с $+f'$ (рис. 3.31). Если положительная линза расположена посередине, то расходимость на выходе не меняется по сравнению с входным значением. При движении положительной линзы по направлению к входной линзе на расстояние x , расходимость на выходе меняется следующим образом:

$$0 = 2 \arctg (0,5 D_0 x^2 / f^3), \quad (3.41)$$

где D_0 — диаметр пучка на входной линзе. При этом изменение диаметров пучков соответственно на положительной и выходной отрицательной линзе описывается выражениями

$$D_1 = D_0 (2 - x/f'), \quad D_2 = D_0 (1 - x/f' + x^2/f'^2), \quad 0 \leq x \leq f'. \quad (3.42)$$

Анализ уравнений (3.41) и (3.42) показывает, что можно получить изменение расходимости по крайней мере в 100 раз, в то время как диаметр пучка на выходном компоненте меняется в пределах $\pm 12,5\%$. Следует отметить, что достижение минимальной расходимости лимитируется дифракцией на выходном компоненте, а при получении максимальной (при $x=f'$) — нужно учитывать сферическую aberrацию.

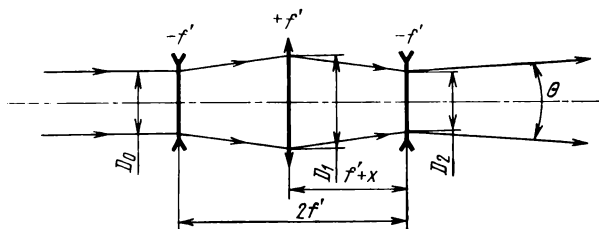


Рис. 3.31. Линзовая система для изменения расходимости.

Изменять диаграмму направленности путем смещения первого компонента квазителескопической системы не всегда возможно. Например, если для изменения диаграммы направленности применяется готовая телескопическая система, в которой не предусмотрена необходимая подвижка окуляра, или она невозможна по абберационным соображениям. Другим случаем является тот, когда выходной объектив является зеркальным и имеет центральное затенение. В таких случаях изменение диаграммы направленности можно получить с помощью дополнительной оптической системы (насадки), состоящей из двух компонентов. Изменение диаграммы направленности на выходе телескопической системы достигается движением первого или второго компонента насадки.

3.2.5. Согласование пучка лазера с последующей оптической системой. В ряде случаев для модуляции, селекции типов колебаний и исследования частотных характеристик лазерного излучения пучок пропускается через кристаллический или жидкостный модулятор или через пассивный резонатор. В случае пассивного резонатора его правильная работа возможна лишь при совпадении параметров пучка лазера с параметрами пассивного резонатора. Должны совпадать оси, конфокальные

параметры, сечения перетяжек, волновые поверхности и размеры пятен.

Согласование пучка лазера обычно осуществляется с помощью линзы, устанавливаемой на пути излучения до пассивного резонатора (рис. 3.32), и, как правило, бывают известны параметры пучка лазера (w_0 , $R_{эл}$) и параметры пассивного резонатора (w'_0 , R'_a). Необходимо бывает выбрать фокусное расстояние и положение согласующей линзы. Эта задача решается совместным рассмотрением формул (3.8) и (3.10). Если габариты установки не ограничиваются, то согласование может

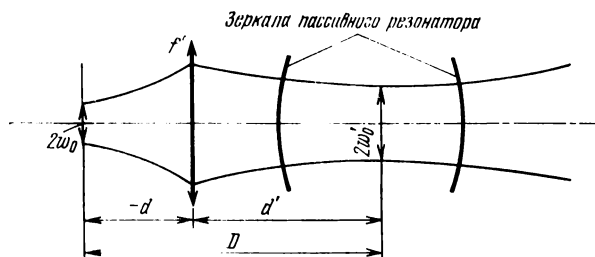


Рис. 3.32. Согласование пучка лазера с пассивным резонатором.

быть достигнуто любой линзой, фокусное расстояние которой превышает величину [10]

$$f'_{\min} = w_0 w'_0 (\pi/\lambda) = 0,5 \sqrt{R_{эл} R'_a}.$$

На практике максимальный габаритный размер установки D всегда ограничен. Это обстоятельство определяет максимально возможное фокусное расстояние согласующей линзы

$$f'_{\max} = \frac{w \sqrt{D^2 + (f'_{\min})^2} (w^2 - 4) - 2D}{w^2 - 4},$$

где $w = w_0/w'_0$ или w'_0/w_0 .

Таким образом, для согласования можно использовать линзу с фокусным расстоянием f' , таким, чтобы $f'_{\min} < f' < f'_{\max}$. Положение линзы относительно обеих перетяжек определяется соотношениями

$$-d = f' + (w_0/w'_0) \sqrt{f'^2 - f_{\min}^2};$$

$$d' = f' + (w'_0/w_0) \sqrt{f'^2 - f_{\min}^2}.$$

Остановимся на согласовании пучка лазера с кристаллическим модулятором. Для ограничения поперечных размеров кристаллических модуляторов оптического излучения (и уменьшения зазора между электродами в модуляторах типа ячейки Керра) необходимо при заданной длине кристалла или электродов получить наименьшие поперечные размеры пучка. Задача сводится к расчету оптимального конфокального параметра пучка и выбору правильного положения перетяжки.

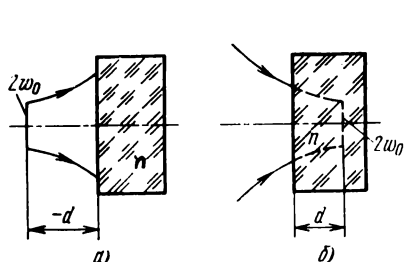


Рис. 3.33. К падению расходящегося (а) и сходящегося (б) пучков лазера на плоскопараллельную пластинку.

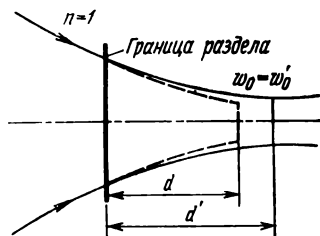


Рис. 3.34. Образование перетяжки в среде с показателем преломления n .

Прежде чем решить эту задачу, рассмотрим прохождение пучка лазера сначала через плоскую границу раздела двух сред с разными показателями преломления, а затем через плоскопараллельную пластинку. Показатель преломления одной среды примем за единицу (воздух), а показатель преломления другой среды (пластинки) обозначим через n . Пусть падающий на границу раздела двух сред пучок характеризуется конфокальным параметром R_0 и расстоянием плоскости перетяжки от границы раздела $-d$ (рис. 3.33,а) в случае расходящегося пучка и $+d$ в случае сходящегося пучка (рис. 3.33,б).

Определим сначала величину R'_0 пучка в среде с n . Воспользуемся связью между R_0 , w и R в пучке лазера (3.7). Так как на границе раздела двух сред величина пятна не меняется, $R'=Rn$, а $\lambda'=\lambda/n$, то из (3.7) получим

$$R'_0 = R_0 n.$$

Однако размер перетяжки преобразованного пучка (в случае расходящегося пучка перетяжка мнимая) не изменяется по сравнению с исходным пучком. Действительно,

$$w' = \sqrt{(\lambda/n) R_s n / 2\pi} = w.$$

Найдем теперь положение плоскости перетяжки. Для этого воспользуемся зависимостью между z , w и R в пучке лазера (3.9). Принимая опять во внимание, что на границе раздела размер пятна не изменяется, получаем

$$d' = dn. \quad (3.43)$$

Таким образом, пучок в среде будет иметь вид, показанный на рис. 3.34. Формула (3.43) совпадает с формулой для изображения точечного источника в геометрической оптике для параксиальных лучей.

Рассмотрим теперь прохождение пучка лазера через плоскопараллельную пластинку. Очевидно, что внутри пластинки пучок будет определяться конфокальным параметром $R'_s = R_s n$, а положение плоскости перетяжки (возможно, мнимой, если она оказывается вне пластинки) относительно передней грани пластинки величиной $d'_1 = d_1 n$. На выходе из пластинки величина конфокального параметра уменьшится в n раз и, таким образом, пучок будет характеризоваться тем же значением R_s , как и до пластинки. Положение плоскости перетяжки относительно второй грани пластинки определяется величиной $d'_2 = d_2/n$. Так как $d_2 = -t + d'_1$, где t — толщина пластинки, то смещение перетяжки при прохождении через пластинку относительно положения плоскости перетяжки исходного пучка можно выразить в виде

$$\Delta d = d'_2 + t - d_1; \quad \Delta d = (d'_1 - t)/n + t - d'_1/n; \\ \Delta d = t(n-1)/n. \quad (3.44)$$

Как в случае расходящегося, так и в случае сходящегося пучка перетяжка смещается в направлении распространения излучения на Δd относительно плоскости перетяжки исходного пучка. Соотношение (3.44) совпадает с формулой для смещения изображения точки плоскопараллельной пластинкой, справедливой в геометрической оптике для параксиальных лучей.

Рассмотрим согласование пучка с параметрами кристалла. Поскольку желательно получить минимальные

поперечные размеры кристалла, то пучок, падающий на модулятор, должен быть сходящимся. Положим, что такой пучок получен с помощью линзы, и обозначим конфокальный параметр пучка за линзой через R_0 . Длину кристалла (продольный размер электродов) обозначим b , а конфокальный параметр пучка внутри кристалла — R'_0 . Очевидно, что перетяжка внутри кристалла должна располагаться в его середине (рис. 3.35). В этом случае размеры пятен на торцах будут одинаковыми и равны

$$\omega_{b/2} = \omega'_0 \sqrt{[(R'_0)^2 + b^2]/(R'_0)^2}, \quad (3.45)$$

где $\omega'_0 = \sqrt{\lambda' R'_0/2\pi}$ — размер перетяжки; λ' — длина волны излучения в среде.

Дифференцируя формулу (3.45) по R'_0 и приравняв производную нулю, получаем $R'_0 = b$. Так как конфокальный параметр пучка в среде $R'_0 = R_0 n$, то пучок, преобразованный линзой, должен иметь $R_0 = b/n$. Размер перетяжки в кристалле не изменяется по сравнению с перетяжкой падающего пучка.

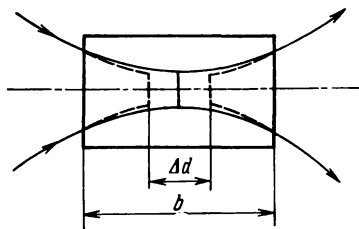


Рис. 3.35. Прохождение пучка лазера через кристаллический модулятор.

Переднюю грань кристалла нужно установить таким образом, чтобы с учетом сдвига перетяжка исходного пучка располагалась в его середине. Так как общий сдвиг положения плоскости перетяжки равен $b(n-1)/n$, то в силу симметрии после первой грани величина сдвига равна $b(n-1)/2n$. Следовательно, на эту величину должна быть сдвинута его середина относительно плоскости перетяжки исходного пучка. Пучок за модулятором будет характеризоваться R_0 , а положение его мнимой перетяжки относительно второй грани кристалла определяется как

$$-d_2 = \frac{b}{2} - \frac{b}{2} \frac{n-1}{n} = \frac{b}{2} \frac{1}{n}.$$

Если размеры пучка на торцах кристалла окажутся больше его диаметра, задачу согласования решить нельзя, или она решается с виньетированием (потерями энер-

гии). Если же поперечные размеры пучка в плоскостях торца значительно меньше диаметра кристалла, то можно с помощью согласующей линзы получить меньшую величину R_z (не оптимальную с точки зрения получения минимальных поперечных размеров пучка). При этом выбирается более короткофокусная линза, т. е. уменьшаются габариты согласующей системы.

Перейдем к краткому описанию приемных оптических систем. Если приемная система расположена сравнительно недалеко от лазера и пучок полностью проходит через входной зрачок системы, то для расчета основных параметров пучка на выходе из оптической системы следует пользоваться выражениями, полученными для лазера. Если же считать, что на приемную оптическую систему падает плоская волна, то параметры пучка будут определяться дифракцией и расчет не отличается от расчета при использовании обычного излучения. Обычно приемная оптическая система работает в условиях, когда на входной зрачок попадает лишь небольшая часть волнового фронта пучка. В этом случае распределение интенсивности падающей волны можно считать приблизительно равномерным как в многомодовом, так и одномодовом излучениях. Поэтому применимы законы дифракции плоской однородной волны на круглом отверстии. Если же площадь пучка незначительно превышает площадь входного зрачка и излучение одномодовое, то распределение будет гауссовым и законы дифракции отличаются от известных для плоской однородной волны.

Основными видами приемных оптических систем являются системы фокусирующего и коллимирующего типа. В оптической системе фокусирующего типа приемник устанавливается в фокальной плоскости приемного объектива (рис. 3.12,а). Такое расположение позволяет применять приемники с небольшим размером чувствительной площадки. Однако оптическая система фокусирующего типа имеет ряд существенных недостатков: ухудшается качество поляризационных и интерференционных светофильтров, устанавливаемых перед приемником излучения; практически нельзя использовать эту систему одновременно как приемную и передающую, так как разделительный элемент (плоскопараллельная пластинка или куб — призма) будет работать в сходящемся пучке лучей, что затрудняет юстировку оптической си-

стемы и коррекцию aberrаций; в случае гетеродинного приема по тем же причинам трудно осуществить смещение опорного и сигнального пучков.

От этих недостатков свободна оптическая система коллимирующего типа (рис. 3.12,б). Угловое поле такой системы легко менять с помощью диафрагмы D_1 , установленной в фокальной плоскости приемного объектива, а для регулирования величины сигнала используется

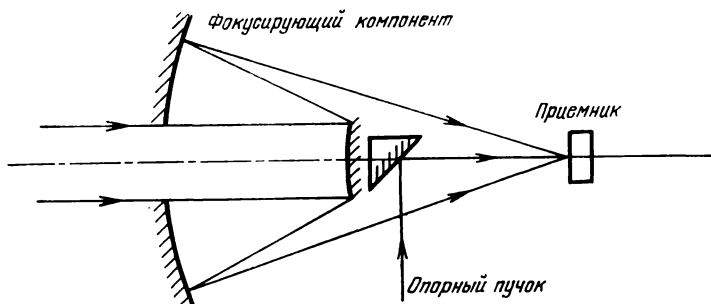


Рис. 3.36. Устройство смещения сигнального и опорного пучков.

диафрагма D_2 . Так же, как и система фокусирующего типа, она может быть сделана зеркальной, линзовой или зеркально-линзовой. Недостатком оптической системы коллимирующего типа является необходимость иметь большие размеры чувствительной площадки приемника излучения.

Устранить недостатки обоих типов приемных оптических систем можно в комбинированной оптической системе, показанной на рис. 3.12,г. Светофильтры, разделительные и смешивающие элементы работают в параллельном пучке лучей, а приемник — в сходящемся. Кроме того, если объектив зеркальный, то целесообразно сделать зеркальным и фокусирующий компонент. При гетеродинном приеме излучения элемент смещения можно разместить за контррефлектором и избежать потерь сигнала на этом элементе (рис. 3.36).

3.3. Аберрационный расчет оптических систем

При габаритных расчетах оптических систем предполагалось, что при прохождении через оптическую систему волновой фронт пучка лазера остается сферическим. Из оптики известно, что волновой фронт от каждой точки объекта сохраняет сферичность, т. е. пучок остается гомоцентрическим, только в параксиальной области, когда углы падения и расстояния точек падения от оси оптической системы невелики. В реальной оптической системе происходит нарушение сферичности волнового фронта, вследствие чего изображение объекта искажается. В оптике создан мощный аппарат и разработаны совершенные методики для расчета отступлений реальных изображений от идеальных, т. е. для расчета аберраций. В последние годы аберрационные расчеты все чаще проводятся с помощью ЭВМ.

Естественно, что при искажении волнового фронта изменяются и параметры пучка лазера (R_0 и d). Задача заключается в том, чтобы рассчитать их изменения с учетом аберраций оптической системы. При этом желательно использовать традиционный аппарат аберрационного расчета оптических систем, разработанный для обычных источников излучения. В принципе эта задача легко решается, так как сферическому фронту пучка лазера можно сопоставить центр некоторого гомоцентрического пучка или точку предмета в обычном понимании. Однако в любой плоскости это можно сделать только для точки на оси, ибо для других точек плоскости сферический фронт пучка будет иметь уже другой центр. Другими словами, речь идет о негомоцентричности пучка лазера, что отличает его от пучка светящейся точки обычного объекта.

Негомоцентричность пучка лазера можно представить как наличие аберраций в самом пучке. В оптике это соответствует понятию аберрационного объекта. При таком подходе можно представить лазер как некоторую светящуюся точку объекта, имеющую аберрацию. В этом случае аберрационный расчет оптической системы заключается в расчете аберраций для обычного объекта, положение которого задается сферическим волновым фронтом, падающим на входной зрачок оптической системы, и для самого пучка лазера на выходе из оптической системы. Входную же аберрацию пучка лазера

можно представить как некоторую продольную сферическую абберацию, величина которой равна разности расстояний от входного зрачка оптической системы до центров кривизны сферических фронтов пучка, падающих в центр и на край входного зрачка.

Эти рассуждения справедливы для точки на оси и центрированной оптической системы. В противном случае искажения волнового фронта носят более сложный характер и трудно интерпретировать их влияние на изменение параметров R_0 и d пучка лазера. Поэтому

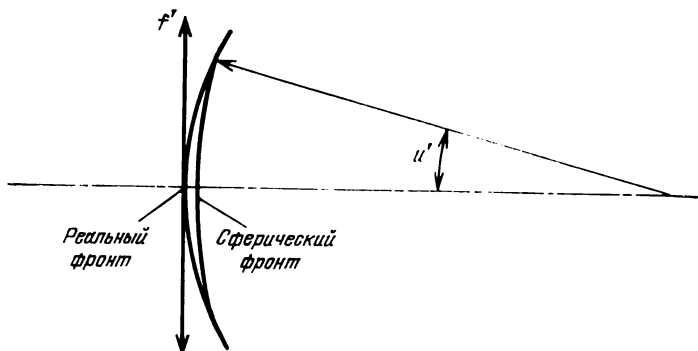


Рис. 3.37. К определению сферической абберации.

остановимся на случае центрированной оптической системы, в которой ось резонатора совпадает с осью системы. Поскольку излучение лазера достаточно монохроматично, то в расчете необходимо учесть лишь сферическую монохроматическую абберацию. В ряде случаев в оптической системе может возникнуть «наведенная» абберация, связанная с действием мощного излучения на оптические элементы [156].

Влияние сферической абберации на параметры пучка лазера в общем случае можно представить следующим образом. Пусть на выходе из оптической системы в результате сферической абберации волновой фронт представляет собой некоторую несферическую поверхность. Заменим реальный фронт сферическим, причем проведем его таким образом, что нормали к реальному фронту и сферическому на некотором расстоянии от оси (например, на краю пучка) совпадают (рис. 3.37). Новому сферическому фронту соответствует новое значение эквива-

лентного конфокального параметра и новое положение плоскости перетяжки. Эти параметры получены с учетом сферической аберрации оптической системы, и обозначим их $R'_{\text{а}}$ и $d'_{\text{а}}$.

Для расчета $R'_{\text{а}}$ воспользуемся зависимостью (3.7):

$$R'_{\text{а}} = \frac{4k(\omega'_a)^2(R'_a)^2}{k^2(\omega'_a)^4 + 4(R'_a)^2}, \quad (3.46)$$

где $R'_a = h'/\sin u'$; $\omega'_a = R'_a \operatorname{tg} u'$; h' — высота пересечения луча с последней оптической поверхностью; u' — угол луча с оптической осью (см. рис. 3.38).

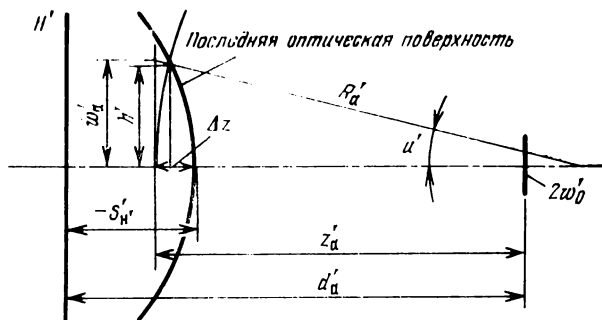


Рис. 3.38. К определению величин $R'_{\text{а}}$ и $d'_{\text{а}}$.

Величины h' и u' определяются при абберационном расчете из тригонометрического расчета хода луча.

Для расчета $d'_{\text{а}}$ используем (3.9):

$$z'_a = k^2 (\omega'_a)^4 R'_a / [k^2 (\omega'_a)^4 + 4(R'_a)^2]. \quad (3.47)$$

Величина $d'_a = z'_a - \Delta z - S'_n$ (см. рис. 3.38). Найдя таким образом $R'_{\text{а}}$ и $d'_{\text{а}}$, можно определить все параметры пучка после оптической системы с учетом аббераций.

Рассмотрим применение полученных выводов к абберационному расчету фокусирующей и коллимирующей оптических систем. В первом случае нас интересует смещение плоскости перетяжки (плоскости наименьшего размера пятна) и изменение размеров сфокусированного пятна, а во втором — изменение расходимости вследствие аббераций.

Влияние сферической абберации при фокусировании пучка лазера короткофокусным оптическим компонентом (линзой, объективом) скажется в изменении экви-

валентного конфокального параметра сфокусированного пучка и смещении перетяжки в новое положение.

Изменением размера пятна за счет изменения конфокального параметра можно пренебречь. Действительно, при условиях фокусировки выражение (3.46) упрощается следующим образом. Так как перетяжка сфокусированного пятна располагается вблизи задней фокальной плоскости компонента, то $R'_a \approx f'$. При этом размер пятна на самом компоненте всегда больше размера пятна на выходном отверстии лазера. Тогда можно пренебречь в (3.46) величиной $4(R'_a)^2$ по сравнению с $k^2(w'_a)^4$. Таким образом, выражение (3.46) можно написать в виде $R'_{\text{с а}} = 4(R'_a)^2/k(w'_a)^2$. Отсюда

$$\Delta R'_{\text{с а}} = 8R'_a \Delta R'_a / k(w'_a)^2. \quad (3.48)$$

С другой стороны, из выражения (2.7) для преобразованного пучка можно найти

$$\Delta w'_0 = \Delta R'_{\text{с а}} / 2k w'_0, \quad (3.49)$$

где w'_0 — размер пятна в плоскости перетяжки. Подставляя (3.48) в (3.49), получаем

$$\Delta w'_0 = 4R'_a \Delta R'_a / k^2 (w'_a)^2 w'_0.$$

Считая, что фокусирование происходит в пятно размером $w'_0 = 5\lambda$ при $f' = 20$ мм, $\lambda = 1$ мкм, $w'_a = 2$ мм, имеем

$$\Delta w'_0 = 4 \cdot 20 \cdot 1 \cdot 10^{-3} \Delta R'_a / 4\pi^2 \cdot 4 \cdot 5 \approx 10^{-4} \Delta R'_a.$$

Так как $\Delta R'_a$ грубо можно оценить как величину продольной сферической аберрации, которая не превосходит нескольких миллиметров даже в нескорректированных системах, то изменение размеров пятна будет невелико.

Найдем теперь смещение перетяжки в новое положение. Из выражения (3.47) с учетом $k^2(w'_a)^4 \gg \gg 4(R'_a)^2$ получаем $z'_a = R'_a$. Определив затем d'_a , найдем $\Delta d = d' - d'_a$. Размер пятна с учетом аберрации в плоскости, соответствующей безаберрационному изображению, будет равен

$$w'_{\text{а 0}} = w'_0 \sqrt{1 + 4(\Delta d)^2 / (R'_a)^2}.$$

Оценим теперь влияние на размер сфокусированного пятна аберрации собственно пучка лазера. Как видно из рис. 3.39, продольная сферическая аберрация лазерного пучка представится как $\delta S = R_1 - R_2 + \Delta$, где R_1 и R_2 — радиусы кривизны волновых фронтов пучка, попа-

дающих соответственно в центр и на край входного лучика. Определяя R_1 и R_2 как

$$R_1 = \frac{R_0^2 + 4d^2}{4d}; \quad R_2 = \frac{R_0^2 + 4(d + \Delta)^2}{4(d + \Delta)},$$

получим, что $\delta S \approx R_0^2 \Delta / 4d^2$. Величину Δ можно найти как $\Delta \approx \omega^2 / 2R$, где $R \approx R_1 \approx R_2$, и окончательно получаем

$$\delta S = R_0^2 \omega^2 / 8d^2 R.$$

Подставляя в эту формулу параметры преобразованного пучка, находим величину сферической аберрации

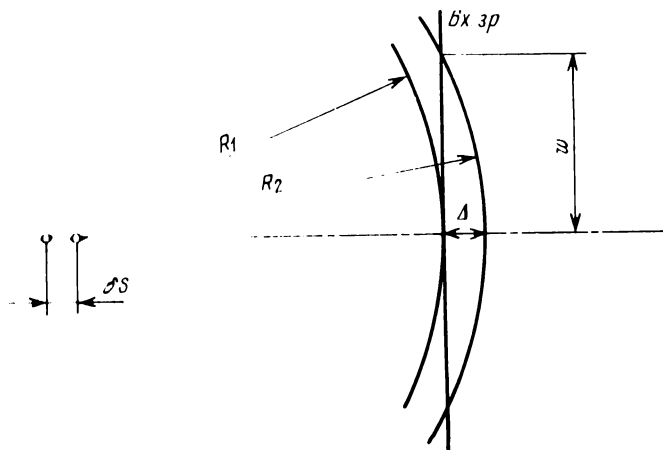


Рис. 3.59. К определению сферической аберрации собственно лазерного пучка.

пучка за фокусирующим компонентом $\delta S'$. Подсчитаем значение $\delta S'$ для следующих величин: $R'_0 = 1$ мм, $d' \approx$

$$R' = f' = 10 \text{ мм}, \quad \omega = 2 \text{ мм}$$

$$\delta S' \approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ мм}.$$

Поперечная аберрация будет еще меньше.

Обратимся теперь к учету аберрационных изменений при коллимации лазерного излучения, которую можно осуществить с помощью двухкомпонентной оптической системы. Для получения наименьшей расходимости следует стремиться к тому, чтобы перетяжка сфокусированного пучка располагалась на выходном компоненте (считаем его тонким). В этом случае при отсутствии

аббераций угол $u'_2=0$. При наличии аббераций волновой фронт исказится и воображаемый сферический фронт может быть охарактеризован углами $u'_2 \neq 0$. Очевидно, что u'_2 и будет представлять собой угловую сферическую абберацию коллимирующей оптической системы [157].

Выведем формулу для определения расходимости пучка с учетом угловой сферической абберации. Если

$$\theta_a = \sqrt{2\lambda/\pi R'_{\text{э а}}},$$

то, подставляя в эту формулу значение $R'_{\text{э а}}$ из (3.46), получаем

$$\begin{aligned}\theta_a &= \sqrt{\lambda^2/\pi^2 (\omega'_2)^2 + (\omega'_2)^2/(R'_2)^2}; \\ \theta_a &= \sqrt{\theta_0^2 + (u'_2)^2},\end{aligned}\quad (3.50)$$

где θ_0 — расходимость пучка при плоском фронте волны на выходном компоненте, а u'_2 — угловая сферическая абберация коллимирующей оптической системы.

Величину угловой сферической абберации можно считать обычным принятым в оптике способом. Так как коллимирующая система близка к телескопической, то, рассчитав продольную сферическую абберацию первого компонента в прямом ходе луча и продольную сферическую абберацию второго компонента в обратном ходе луча, определяют

$$u'_2 = \delta S_2 \sigma_2 / f'_2,$$

где δS_2 — суммарная продольная сферическая абберация в передней фокальной плоскости второго компонента; σ_2 — апертурный угол второго компонента; f'_2 — фокусное расстояние второго компонента.

Остановимся коротко на абберационных соотношениях, которые необходимо учитывать при расчете согласующей оптической системы. Обычно это одиночная линза. Формулы для габаритного расчета линзы были приведены в § 3.2. Влияние абберации на положение и размер перетяжки удобно определять, пользуясь формулами (3.9) и (3.7). Применяя правила сложного дифференцирования, из (3.9) получим

$$\delta d' = \left(\frac{d'}{R'} \right)^2 \left[1 - \frac{4(R')^2}{k^2 (\omega')^4} \right] \delta R'. \quad (3.51)$$

Аналогично из (3.7) можно найти

$$\delta R'_{\text{в}} = (2R'_{\text{в}}/R') \delta R'. \quad (3.52)$$

Величина $\delta R'$ находится из абберрационного расчета линзы:

$$\delta R' = R' - h'/\sin u'.$$

Пользуясь формулами (3.51) и (3.52), можно определить соответствующее рассогласование выходящего из линзы пучка с последующей оптической системой.

3.4. Расчет допусков на изготовление и установку оптических компонентов

Угловая сферическая абберрация на выходе коллимирующей оптической системы может быть сделана равной нулю. В этом случае отклонение угла расходимости от значения θ_0 будет определяться точностью установки компонентов относительно друг друга и лазера, а также точностью определения их фокусных расстояний. При фокусировании и согласовании соответствующие неточности приведут к изменению размера сфокусированного пятна и нарушению согласования параметров пучка и оптической системы.

В принципе действие допусков на неточность изготовления и установку оптических компонентов можно рассматривать как появление абберраций оптической системы. Поэтому влияние допусков на параметры пучка рассматривается, как и в случае абберраций. Правда, здесь нет необходимости заменять реальный фронт сферическим, так как в отсутствие абберраций сферичность волнового фронта пучка не нарушается. Однако вследствие допусков радиус кривизны волнового фронта изменяется, что приводит к изменению параметров R_0 и d .

Рассчитаем, например, действие допусков в двухкомпонентной коллимирующей системе на величину расходимости выходного пучка [158]. Влияние допусков будем рассматривать как расфокусировку изображения, образованного первым компонентом, относительно передней фокальной плоскости второго компонента. В этом случае расфокусировку можно определить как некоторую нескомпенсированную продольную сферическую абберрацию, вызывающую угловую абберрацию выходного пучка. Компоненты будем считать для простоты тонкими.

Выведем формулу, позволяющую рассчитать изменение расхожимости из-за расфокусировки через параметры, определяемые обычно при габаритном расчете. Из выражения (3.50) следует

$$\theta = \sqrt{\theta_0^2 [1 + (u'_2/\theta_0)^2]},$$

откуда

$$\theta/\theta_0 = \sqrt{1 + (u'_2/\theta_0)^2}.$$

Заменив u'_2 на ω_2/R'_2 и θ_0 на $\lambda/\pi\omega_2$, получаем

$$\theta/\theta_0 = \sqrt{1 + k^2\omega_2^2/4(R'_2)^2}. \quad (3.53)$$

В идеальном случае при осуществлении коллимации $R'_2 = \infty$ и $\theta = \theta_0$. Расфокусировка вызовет появление конечной величины R'_2 , которую можно найти следующим образом. Так как первый компонент коллимирующей оптической системы короткофокусный, можно представить лучи за ним как прямолинейные и воспользоваться формулой Ньютона

$$xx' = (f')^2. \quad (3.54)$$

Величину x в (3.54) можно рассматривать как расфокусировку; обозначим ее через δ и будем отсчитывать от передней фокальной плоскости второго компонента. Величина x , как правило, невелика, а так как фокусное расстояние второго компонента обычно выбирается большим, то $x' \gg f'$ и это дает возможность приравнять $x' \approx \approx S'_2 \approx R'_2$. Таким образом, получаем $R'_2 = (f'_2)^2/\delta$. Подставляя найденное значение R'_2 в (3.53), находим выражение для относительного изменения расхожимости из-за расфокусировки компонентов

$$\theta/\theta_0 = \sqrt{1 + k^2\omega_2^2\delta^2/4(f'_2)^4}. \quad (3.55)$$

Расфокусировка δ может вызываться изменениями расстояния между компонентами δL , фокусных расстояний компонентов $\delta f'_2$ и $\delta f'_1$ и расстояния всей системы относительно лазера δd_1 . Очевидно, что δL , $\delta f'_1$ и $\delta f'_2$ входят в величину расфокусировки δ непосредственно, в то время как значение δd_1 — через некоторый коэффициент. В величину расфокусировки войдет $\delta d'_1$, которую можно выразить через δd_1 в виде

$$\delta d'_1 \approx (f'_1)^2 \delta d_1 / R_1 d_1. \quad (3.56)$$

где R_1 — радиус кривизны волнового фронта пучка, падающего на первый компонент.

Как видно из (3.56), величина δd_1 значительно больше, чем $\delta d'_1$, так как обычно $d_1 > f'_1$ и $R_1 \gg f'_1$. Следовательно, допуск на изменение расстояния оптической системы от лазера может быть гораздо больше допуска на изменение расстояния между компонентами и изменение фокусных расстояний компонентов. Однако при этом необходимо учитывать то обстоятельство, что с увеличением расстояния между лазером и оптической системой увеличивается размер пятна w_1 , а вместе с этим и w_2 , так как они связаны между собой зависимостью $w_2/w_1 \approx f'_2/f'_1$. Вследствие этого происходит дополнительное уменьшение θ/θ_0 .

При определении допуска на расфокусировку можно считать допустимым увеличением расходимости и из формулы (3.55) найти допустимую величину δ . Считая, что ошибки носят случайный характер, допуски на отдельные составляющие расфокусировки можно определить из соотношения

$$\delta = \sqrt{f'(\delta l)^2 + (\delta f'_1)^2 + (\delta f'_2)^2 + (\delta d'_1)^2}.$$

Приведенные в настоящей главе соотношения справедливы для излучения основной моды TEM_{00} . Однако так как радиусы волновых фронтов всех мод одинаковы, то их можно использовать и для многомодового режима излучения. Необходимо только учесть, что различные моды отличаются друг от друга размерами пятен и расходимостями. Поэтому в окончательные формулы, куда входят указанные величины, в случае многомодового излучения нужно вводить соответствующие коэффициенты. Их значения можно найти в таблице или получить экспериментально (см. § 2.3). Учет этих коэффициентов необходим также при расчете световых диаметров оптических компонентов. Заметим также, что соотношения справедливы только в том случае, когда пучок существенно не ограничивается оптическими диафрагмами, т. е. когда можно пренебречь эффектами дифракции.

3.5. Расчет дифракционной расходимости пучка лазера основной моды при ограничении круглой или кольцевой диафрагмой

Вопрос о дифракции гауссова пучка на круглой и кольцевой диафрагмах представляет интерес для расчета диаграмм направленности оптических систем с лазерами. Случай дифракции пучка с равномерным распределением интенсивности на круглой и кольцевой диафрагмах, а также дифракция гауссова пучка на прямоугольной апертуре имеют частный характер [159, 160].

Найдем относительное распределение интенсивности гауссова пучка, ограниченного круглой апертурой, в дифракционной картине Фраунгофера, т. е. в дальней зоне. Для решения большинства оптических задач достаточно приближенного описания поля с помощью одной комплексной скалярной функции [161]. Эта функция является интегрируемой для когерентного источника, и ее можно использовать в нашем случае. Известно, что распределение поля в зоне Фраунгофера (диаграмма направленности) и распределение поля на ограничивающей апертуре связаны между собой преобразованием Фурье. В том случае, когда поле за пределами апертуры обращается в нуль, что имеет место при бесконечно большой апертуре, решение дифракционного интеграла не представляет трудности. При этом преобразование Фурье кривой Гаусса дает также кривую Гаусса, т. е. распределение поля в плоскости апертуры повторяется и в дальней зоне.

Если величина поля на краях апертуры не равна нулю, расчет распределения плотности мощности в дифракционной картине проводится методом численного интегрирования комплексной скалярной функции поля [162]:

$$f(u) = A \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \text{circ} \frac{r}{a} e^{-t^2 r^2 / w^2} J_0(ru) r dr, \quad (3.57)$$

где $\exp(-a^2 r^2 / w^2)$ описывает распределение амплитуды поля по закону Гаусса в пределах круглой апертуры радиуса a ; w — размер пятна основной моды по уровню уменьшения амплитуды поля в e раз; $\text{circ } r/a$ — круговая функция

$$\text{circ } \frac{r}{a} = \begin{cases} 1 & \text{при } r \leq a, \\ 0 & \text{в остальных случаях;} \end{cases}$$

r — радиус в плоскости апертуры; $u = 2\pi a \rho / \lambda z$; ρ — радиус в плоскости анализа; z — расстояние между плоскостями апертуры и плоскостью анализа; J_0 — функция Бесселя нулевого порядка.

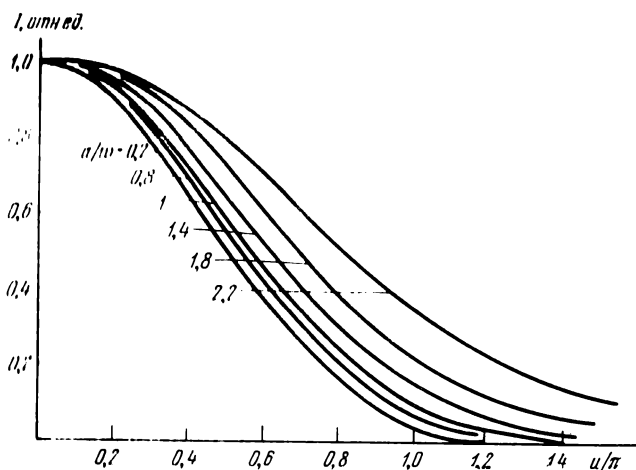


Рис. 3.40 Вид распределений интенсивности при различных степенях ограничения пучка.

В дальнейших расчетах постоянная величина A опущена, так как нас интересует относительное распределение интенсивности. Величина z принималась из условия нахождения плоскости анализа в зоне Фраунгофера — $4a^2/\lambda$.

Результаты расчета на ЭВМ по формуле (3.57) приведены на рис. 3.40 и в табл. 3.8. Из рисунка видно, что вид распределения интенсивности в дифракционной картине зависит от степени ограничения пучка апертурой a/w . Размер дифракционной картины по первому минимуму также зависит от отношения a/w . Распределение интенсивности при $a/w \leq 0,2$ практически соответствует дифракции однородного пучка. Поэтому при указанной степени ограничения пучок основной моды можно рас-

смагивать как однородный и рассчитывать дифракционное распределение по известной формуле Эйри

$$f(u)=[2J_1(u)/u].$$

С другой стороны, при $a/w \geq 2,2$, что соответствует уменьшению величины поля на краях апертуры по сравнению с осью пучка в 100 раз (20 дБ), достигается хорошее совпадение распределения с кривой Гаусса. Следовательно, при такой степени ограничения пучок основной моды можно рассмагивать как неограниченный. В табл. 3.8 приведены значения коэффициентов

Таблица 3.8

a_i/w	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,8	2,2
k_d	1,22	1,25	1,28	1,34	1,43	1,55	1,74	3,42	3,73

в формуле для расчета углового положения первого дифракционного минимума в дифракционной картине, отсчитываемого в одну сторону от оси, $\varphi = k_d \lambda / 2a$ для различной степени ограничения пучка [223].

При расчете оптических систем часто выбирают диаметр выходного компонента коллимирующей системы, равный диаметру пучка основной моды по уровню снижения интенсивности в e^2 раз, при этом $a/w = 1$. В этом случае угловое положение первого дифракционного минимума следует рассчитывать по формуле $\varphi = 1,43 \lambda / D$.

Относительное распределение интенсивности I в дифракционной картине описывается аналитической зависимостью, которую можно получить из (3.57):

$$I = e^{-\frac{2\epsilon^2}{w^2}} \left[\frac{\Lambda_1(u)}{2} + \frac{\epsilon^2}{w^2} \frac{\Lambda_2(u)}{4} + \left(\frac{\epsilon^2}{w^2} \right)^2 \frac{\Lambda_3(u)}{12} \right]^2,$$

где

$$\Lambda_{R+1}(u) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{\Gamma(R+2)}{\Gamma(R+2+n)} \left(\frac{i u}{2} \right)^{2n}$$

— специальная функция. Эта формула дает хорошее совпадение с (3.57) при $a/w \leq 1$ и может быть рекомендована для инженерных расчетов.

При ограничении гауссова пучка кольцевой диафрагмой, которая реализуется, например, в оптических систе-

мах типа Кассегрена, положение минимумов дифракционной картины определяется отношением a_1/w и a_2/a_1 (a_1 — радиус большей, а a_2 — радиус меньшей апертуры). При постоянном значении a_1/w увеличение отношения a_2/a_1 приводит к уменьшению радиусов дифракци-

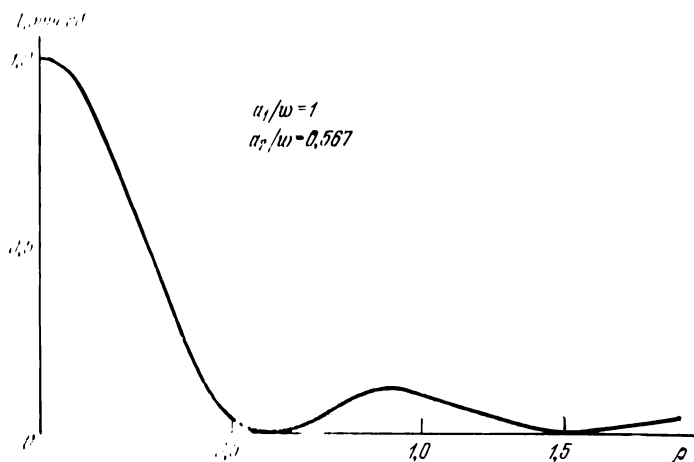


Рис. 3.41. Нормированное распределение интенсивности в дифракционной картине для случая ограничения пучка кольцевой диафрагмой.

онных колец. Минимальное значение центрального пятна дифракционной картины соответствует $a_2/a_1 \rightarrow 1$. При этом величина k_d в дифракционной формуле равна 0,76 и совпадает со значением коэффициента, характеризующего дифракцию пучка с равномерным распределением на кольцевой диафрагме. Результаты расчета для $a_1/w=1$ и $a_2/a_1=0,567$ представлены на рис. 3.41.

Влияние среды распространения излучения на работу ОЭП с лазерами

4.1. Основные явления, сопровождающие прохождение излучения лазеров в атмосфере

Многие применения лазеров, такие, как локация, дальнометрия, передача информации и т. д., связаны с прохождением лазерного излучения через атмосферу. Специфические свойства излучения лазеров: монохроматичность, когерентность, направленность, интенсивность и поляризованность — приводят к тому, что закономерности распространения излучения лазеров отличаются от закономерностей распространения обычного излучения. Считая, что свойства атмосферы и ее влияние на параметры обычного излучения достаточно хорошо известны, остановимся на закономерностях распространения лазерного излучения [163]. Явления, сопровождающие прохождение излучения лазеров через атмосферу, можно разделить на несколько групп, каждую из которых можно рассматривать вполне самостоятельно и учитывать в зависимости от конкретного применения лазера.

4.1.1. Ослабление интенсивности излучения. В отсутствие атмосферы на приемном конце трассы пучок характеризуется определенным размером (диаметром), задаваемым геометрическими параметрами схемы, и энергией, равной энергии выходного пучка лазера. Наличие атмосферы приводит к тому, что энергия излучения через поперечное сечение пучка (размер сечения и его положение в пространстве в принципе могут измениться) уменьшается. Это происходит из-за поглощения и рассеяния излучения в атмосфере.

Известно, что поглощают излучение присутствующие в атмосфере газы и аэрозольные частицы. Аэрозольное поглощение составляет небольшую долю от поглощения молекулами газа (молекулярное поглощение), и его принято учитывать вместе с аэрозольным рассеянием в виде

атмосферного ослабления. Таким образом, можно считать, что ослабление излучения из-за поглощения обусловлено газовой составляющей атмосферы.

Характерной особенностью молекулярного поглощения является его резкая зависимость от состава атмосферы, длины волны и ширины спектра излучения. Объясняется это тем, что различные газы имеют характерные для них линии или полосы поглощения и, естественно, степень поглощения зависит от того, насколько спектральный состав излучения соответствует спектру поглощения, как они «накладываются» друг на друга. Так как спектр излучения лазера представляет собой ряд чрезвычайно узких спектральных линий, а спектр поглощения газов также характеризуется наличием узких линий поглощения, то для расчета коэффициента поглощения необходимо знать тонкую структуру спектра. В настоящее время знание тонкой структуры спектра еще недостаточно, чтобы теоретически рассчитать коэффициент поглощения излучения лазеров инфракрасной длины волны. Для расчета коэффициента поглощения не всегда можно пользоваться данными о функциях поглощения, используемых для расчета поглощения теплового излучения, так как они пригодны при $\Delta\lambda >$

0,01 мкм. Ширина спектра большинства типов лазеров меньше этого значения. Таким образом, монохроматичность излучения лазеров приводит к следующим закономерностям поглощения, отличным от закономерностей поглощения обычного излучения.

1. Излучение лазеров может сильно поглощаться и в «окне» прозрачности атмосферы, так как здесь имеется большое число тонких, но интенсивных линий поглощения. Наличие таких линий почти не сказывается на широкополосном излучении, но при совпадении со спектральной линией излучения лазера может произойти сильное поглощение.

2. При оценке поглощения излучения лазеров необходимо принимать во внимание наличие в атмосфере таких газов, как метан (CH_4), окись азота (N_2O), окись углерода (CO) и других «примесей». Тонкие спектральные линии поглощения этих газов обычно не учитываются при расчете поглощения теплового излучения, но они могут стать причиной сильного ослабления монохроматического излучения.

3. Достоверные данные о коэффициенте поглощения излучения лазеров в настоящее время можно получить

лишь экспериментальным путем. Теоретические расчеты возможны лишь в том случае, когда с заданной точностью известны положение центра спектральной линии поглощения, ее полуширина и интенсивность. Наличие очень большого числа линий поглощения, а также недостаточная разрешающая способность спектральных приборов являются причиной того, что необходимые для расчета данные отсутствуют. Зная величину коэффициента поглощения $\alpha_{\text{п}}$, можно рассчитать ослабление интенсивности излучения по закону Бугера

$$I_L = I_0 \exp(-\alpha_{\text{п}} L),$$

где I_L и I_0 — интенсивности ослабленного и первоначального излучения; L — длина пути распространения излучения в атмосфере.

Пользуясь данными $\alpha_{\text{п}}$, следует помнить, что они справедливы лишь для той метеорологической ситуации, которая была во время эксперимента. Например, если на реальной трассе в атмосфере присутствует метан, то нельзя пользоваться значением $\alpha_{\text{п}}$, полученным в отсутствие метана. Если же состав атмосферы отличается только количеством содержания того или иного компонента, то иногда можно сделать перерасчет коэффициента поглощения. Наконец, при очень больших плотностях потока излучения (порядка 10^7 Вт/см²) возможно появление нелинейного эффекта, когда коэффициент поглощения сам начинает зависеть от интенсивности излучения. В этом случае закон Бугера не выполняется. Ориентировочные данные для показателей поглощения излучения лазеров известных длин волн приведены в табл. 4.1 [163].

Известно, что длина волны излучения рубинового лазера зависит от температуры рабочего тела. В диапазоне $-20 \dots +50^\circ\text{C}$ [164]

$$\lambda = 694,14 + 0,00687^\circ\text{C},$$

где λ — длина волны, нм. В районе спектра излучения этого лазера имеется ряд линий поглощения водяного пара. Поэтому при изменении температуры кристалла рубина меняется и величина коэффициента поглощения. Так, при $\lambda = 0,69439$ мкм $\alpha_{\text{п}} = 0,18$ км⁻¹ (абсолютная влажность воздуха составляла 10 г/м³). Излучение лазера лучше всего проходит через атмосферу при $t = -5 \dots +5^\circ\text{C}$ и $20-35^\circ\text{C}$, а при $t = 5-20^\circ\text{C}$ излучение поглощается в большей или меньшей степени в зависи-

мости от концентрации водяного пара и ширины полосы излучения лазера. В работе [164] отмечается, что излучение полупроводникового лазера на арсениде галлия ($\lambda = 0,844$ мкм), по видимому, мало поглощается атмосферой. То же самое относится и к аргоновому лазеру.

Таблица 4.1

Тип лазера	Длина волны излучения, мкм	Коэффициент поглощения $\alpha_{\text{пл}}$, км ⁻¹	Примечание
Газовый на смеси гелия и неона	0,4416	0	В диапазоне работы лазера отсутствуют сколько-нибудь значительные линии поглощения
Гелий-неоновый	0,6333	0,03	Абсолютная влажность 10 г/м ³ , дистанция 2,4 км. Поглощение вызывается водяным паром
Ртутный	0,6943	0,08	То же
Полупроводниковый на арсениде галлия	0,69439	0,18	
Полупроводниковый на арсениде галлия	0,84	0,0067 на 1 мм ⁻¹ осажденного слоя воды	Поглощение вызывается водяным паром
Неодимовый	1,06	0,0034 на 1 мм ⁻¹ осажденного слоя воды	То же
Гелий-неоновый	1,153	0,09 на 1 мм ⁻¹ осажденного слоя воды	" "
То же	3,39	1,4—5	Сильно зависит от концентрации метана. Слабо от влажности
Гелий-ксереновый	3,51	0,0041 на 1 мм ⁻¹ осажденного слоя воды	Поглощение вызывается водяным паром
На углекислом газе	10,6	0,02—0,12	Поглощение в основном углекислым газом и парами воды

Поглощение излучения лазера на CO₂ с $\lambda=10,6$ мкм осуществляется в основном углекислым газом и парами воды. В приземном слое атмосферы поглощение углекислым газом составляет 0,02—0,12 км⁻¹, а парами воды (при влажности 10 г/м³) ~0,08 км⁻¹. Суммарное ослабление излучения в вертикальном слое атмосферы в зависимости от времени года составляет 55—70% [165].

Перейдем к рассмотрению закономерностей аэрозольного ослабления. В настоящее время установлено, что

различие в рассеянии когерентного и некогерентного излучений того же спектрального состава отсутствует. Основными факторами, определяющими рассеяние, являются спектр размеров частиц аэрозоля, их концентрация и химический состав. Поэтому для расчета аэрозольного ослабления можно пользоваться известным для теплового излучения законом Бугера $I_L = I_0 \exp(-\alpha_p L)$, где α_p — коэффициент рассеяния. Величину α_p удобно представлять через измеряемую на практике метеорологическую дальность видимости S_m и коэффициент $\gamma(\lambda)$, зависящий от длины волны излучения, вида и размеров рассеивающих частиц [166]:

$$I_L = I_0 \exp(-3,91 S_m^{-1} \gamma(\lambda) L).$$

Теоретический расчет α_p представляет значительные трудности, так как частицы атмосферного аэрозоля вследствие различной природы и действия внешних факторов характеризуются чрезвычайным разнообразием своих физико-химических свойств. Установлено, что аэрозольное ослабление флуктуирует во времени, причем уровень флуктуаций в общем случае зависит от длины волны излучения и геометрических параметров схемы.

Что касается спектральной прозрачности осадков (дождей и снегопадов), то они лучше пропускают видимую область спектра. При других случаях аэрозольного ослабления, лучше пропускается инфракрасное излучение. В осадках наблюдаются сильные флуктуации сигнала, обусловленные сложным механизмом экранирования светового пучка системой больших рассеивателей. Наибольшие флуктуации наблюдаются в интенсивных осадках, когда уровень среднеквадратического отклонения достигает 0,5—0,7. Экспериментально обнаружена зависимость флуктуаций от микроструктуры осадков и диаметра приемной системы. Максимум частотного спектра этих флуктуаций лежит в диапазоне 18—20 Гц.

Следует отметить, что закон Бугера учитывает только прямо прошедшее ослабленное излучение, т. е. имеется в виду, что часть излучения, претерпевшая рассеяние, не попадает на приемную площадку. Однако в ряде случаев, особенно когда излучение испытывает многократное рассеяние, оно меняет свое направление так, что попадает на приемную площадку вместе с излучением, направление которого не изменилось. Очевидно, когда яркость этого излучения становится сравнимой с яр-

костью прямо прошедшего излучения, закон Бугера перестает выполняться. Выполнимость его зависит от расходимости пучка, углового поля приемной системы и от свойств рассеивающей среды. Экспериментально установлено, что для наиболее часто встречающихся случаев применения лазеров закон Бугера выполняется до значении оптической толщи среды $\tau=28$ ($\tau=\alpha_p L$).

Кроме поглощения и аэрозольного ослабления, в ряде случаев следует учитывать так называемое молекулярное рассеяние или рассеяние Релея. Как правило, величина молекулярного рассеяния гораздо меньше, чем ослабление из-за поглощения или аэрозольного ослабления. Однако при очень хорошей видимости и отсутствии заметного поглощения молекулярное рассеяние может оказаться заметным, особенно при работе в видимом (не говоря уже об ультрафиолетовом) диапазоне спектра, так как α_p обратно пропорционально четвертой степени длины волны. Значения α_p для известных длин волн излучения лазеров приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2

$\lambda, \text{ мкм}$	0,334	0,4416	0,4880	0,5300	0,6328	0,6943
$\alpha, \text{ км}^{-1}$	$0,98 \times 10^{-4}$	$0,33 \times 10^{-4}$	$0,22 \times 10^{-4}$	$0,15 \times 10^{-4}$	$0,75 \times 10^{-5}$	$0,53 \times 10^{-5}$
$\lambda, \text{ мкм}$	0,8400	0,9100	1,06	1,153	3,39	10,6
$\alpha, \text{ км}^{-1}$	$0,24 \times 10^{-5}$	$0,18 \times 10^{-5}$	$0,97 \times 10^{-5}$	$0,69 \times 10^{-5}$	$0,92 \times 10^{-5}$	$0,97 \times 10^{-7}$

Общую величину ослабления излучения в атмосфере можно найти как

$$I_L/I_0 = \exp [-(\alpha_n + \alpha_p + \alpha_R)L].$$

4.1.2. Образование фоновых засветок. В отсутствие атмосферы пучок лазера на приемном конце трассы имеет некоторое распределение яркости. Будем полагать, что это распределение является прямоугольным, т. е. имеется резкая граница между областью пучка и окружающим фоном, яркость которого в первом приближении равна нулю. Наличие рассеивающей атмосферы приводит к уменьшению яркости пучка и образованию вокруг него фоновой засветки, создаваемой собственным рассеянным излучением. Логично предположить, что по мере увеличения рассеяния яркость прямого пучка уменьшается, а яркость фона возрастает, так как ушед-

шес из прямого пучка вследствие рассеяния излучение и образует фон. Рассеянное излучение распространяется не только в направлении вперед, т. е. под углами, близкими к нулю от направления распространения прямого пучка, но и в направлении назад, т. е. под углами, близкими к 180° от направления распространения прямого пучка. Поэтому различают прямую и обратную фоновые засветки.

Рассмотрим закономерности образования прямой фоновой засветки. При попадании на рассеивающую частицу (аэрозоль) часть ослабленного излучения продолжает распространяться в прежнем направлении, а часть образует некоторую диаграмму направленности. Такой вид рассеяния называется однократным. Рассеянное излучение может на своем пути снова претерпеть рассеяние, образуя двух, трех или многократное рассеянное излучение.

Теоретические зависимости для расчета рассеянного вперед излучения имеют очень сложный характер, особенно для многократного рассеяния. Интенсивность прямой фоновой засветки зависит от характеристик рассеивающей среды и геометрических параметров схемы: диаграммы направленности прямого пучка, диаметра пучка, углового поля приемной системы. Для однократно рассеянного излучения получена следующая зависимость:

$$I = I_0 \tau e^{-\tau} \omega (2\pi)^{-1} f(0),$$

где I и I_0 — интенсивности рассеянного и первоначального излучения; τ — оптическая толщина среды; ω — телесный угол пучка; $f(0)$ — значение индикатрисы рассеяния при $\theta=0$, т. е. в осевом направлении.

Экспериментально установлено, что эта зависимость справедлива до $\tau=18$ для наиболее часто встречающихся параметров геометрической схемы. Начиная с $\tau \geq 18$ сильнее сказываются процессы многократного рассеяния, для которых такой простой зависимости не существует. Яркость рассеянного вперед излучения остается меньше яркости прямого пучка до $\tau=28$ (это граница выполнения закона Бугера). При $\tau > 28$ контраст пучка на фоне становится равным нулю. Графически зависимость яркости рассеянного вперед излучения L от τ показана на рис. 4.1.

Обратная фоновая засветка создается в результате отражения части излучения от рассеивающей частицы

и направлении назад. Закономерности обратной засветки носят еще более сложный характер, чем закономерности прямой засветки, и теоретической формулы для расчета яркости нет. Поэтому данные о яркости обратной фоновой засветки получают экспериментально. Естественно, что экспериментальные данные носят ограниченный характер, для использования их в реальной ситуации следует учитывать не только конкретную метеорологическую обстановку, но и новые геометрические параметры схемы.

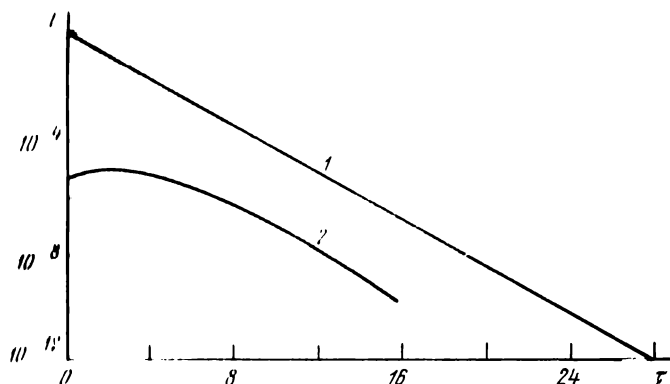


Рис. 4.1. Зависимость яркости рассеянного вперед излучения от оптической толщины τ (2). Прямая 1 соответствует закону Бугера для прямого излучения.

Экспериментально получена зависимость суммарной яркости рассеянного вперед и назад излучения при диаметре пучка 10 мм и расходимости $6'$ от τ (рис. 4.2). При $\tau = 18$ основную роль играет обратная засветка, а при $\tau = 22-23$ яркость рассеянного назад излучения становится равной яркости прямого пучка. Таким образом, полная потеря контраста пучка на фоне собственного рассеянного излучения наступает раньше от действия обратной засветки.

Учесть обратное рассеяние излучения лазера на наклонных трассах весьма сложно. В работе [167] получены в удобном для практического использования виде результаты расчета обратного рассеяния при работе лазера на рубине ($\lambda=0,6943$ мкм) на наклонных трассах с учетом однократного рассеяния.

Если первоначальное излучение поляризовано, то такое состояние поляризации наблюдается и у рассеянного вперед излучения. Излучение же обратно рассеянного пучка частично деполяризуется, и степень деполяризации увеличивается с ростом τ . Степень поляризации рассеянного излучения $C_p(\tau) = p_1 - p_2\tau$, где p_1, p_2 — постоянные коэффициенты.

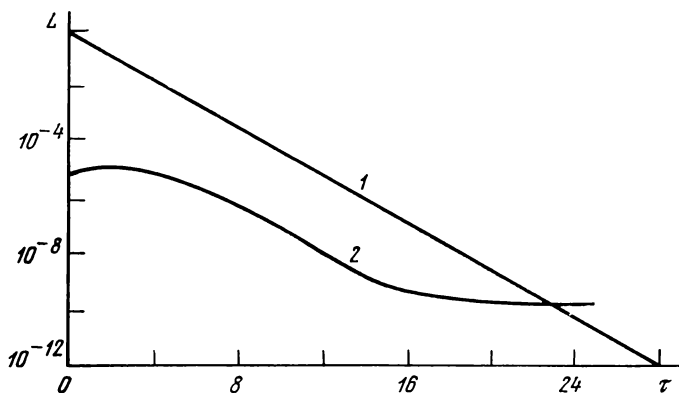


Рис. 4.2. Зависимость суммарной яркости рассеянного вперед и назад излучения от оптической толщины τ (2). Прямая 1 характеризует закон Бугера для прямого излучения.

4.1.3. Основные сведения о турбулентности атмосферы. Изменение когерентности излучения, пространственно-временных параметров пучка и состояния поляризации излучения вызывается турбулентностью атмосферы (хаотическое движение воздуха). Турбулентное движение возникает в результате дробления воздушных вихрей на все более и более мелкие и, накладываясь на крупномасштабные вариации параметров атмосферы, вызывает мелкомасштабные колебания температуры, влажности и давления, которые, в свою очередь, приводят к случайным флуктуациям показателя преломления воздуха.

Согласно модели стационарной и изотропной атмосферы, принятой при описании турбулентности [168], спектр флуктуаций показателя преломления имеет следующий вид:

$$\Phi_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 \kappa^{-11/3} \exp(-\kappa^2/\kappa_T^2),$$

где $\chi = 2\pi/l$ — пространственно-частотный параметр атмосферной неоднородности размером l ; $\kappa_t = 5,92/l_0$; l_0 — «внутренний масштаб» турбулентности, характеризующий наименьший размер воздушного вихря, начиная с которого его энергия преобразуется в тепло; C_n^2 — структурный параметр (или структурная постоянная), являющийся мерой интенсивности флуктуаций показателя преломления. Флуктуации показателя преломления вызывают ряд явлений, связанных, в конечном счете, с временными и пространственными флуктуациями амплитуды, фазы и положения плоскости поляризации электромагнитных волн.

Теория распространения света через турбулентную атмосферу включает в себя решение волнового уравнения для случайной среды и учет параметров этой среды. Из-за невозможности нахождения точного решения стохастического волнового уравнения применяются приближенные методы, опирающиеся на некоторые дополнительные ограничения, допускаемые условиями реальной задачи.

Для решения задачи о распространении световой волны в пределах прямой видимости в настоящее время широко применяется метод плавных возмущений (МПВ), метод параболического уравнения (МПУ) и их модификации, позволяющие в приближении геометрической оптики определить параметры волны с учетом влияния дифракционных явлений. Причем в зависимости от исходных условий пользуются первым приближением МПВ или МПУ. МПВ, дающий удовлетворительные результаты в области малых флуктуаций уровня световой волны, удобен при определении характера поведения фазы, а МПУ, пригодный и в области сильных флуктуаций, — при вычислении амплитудных моментов самого поля.

Оптические свойства локально однородной и изотропной турбулентной атмосферы могут быть описаны структурной функцией показателя преломления

$$D_n(r) = C_n^2 r^{2/3},$$

где r — расстояние между двумя точками поля показателя преломления. Это выражение (закон двух третей Колмогорова — Обухова) справедливо для расстояний, ограниченных внешним L_0 и внутренним l_0 масштабами турбулентности, дающими представление о размере

атмосферных неоднородностей со стационарным режимом турбулентности

$$L_0 > r > l_0.$$

Величины L_0 и l_0 могут быть определены по формулам [169]

$$l_0 = (10^{-9}h)^{1/3} \text{ при } l_0 \geq 2 \text{ мм};$$

$$L_0 = (4h)^{1/2} \text{ при } h \geq 1 \text{ м},$$

где h — высота распространения света над земной поверхностью. Для приземного слоя атмосферы $l_0 = 2$ —10 мм и $L_0 = 2$ —100 м.

Структурная постоянная флуктуаций показателя преломления пропорциональна дисперсии этих флуктуаций δ^2_n :

$$C^2_n = 1,9 \cdot \bar{\delta}^2_n \cdot L_0^{-2/3}.$$

В зависимости от состояния атмосферы структурная постоянная может принимать значения [170]: $C^2_n = 2,9 \cdot 10^{-18}$ — $1,2 \cdot 10^{-14}$ см^{-2/3}. Наиболее типичными считают $C^2_n = (0,46$ — $3,9) \cdot 10^{-16}$.

4.1.4. Изменение фазы волны. Теоретические расчеты показали, что в области слабых флуктуаций, т. е. когда внутренний масштаб турбулентности значительно меньше зоны Френеля $\sqrt{\lambda L} \gg l_0$, фазовые флуктуации характеризуются структурной функцией фазы

$$D_\varphi(r) = \begin{cases} 1,46 C^2_n k^2 L r^{5/3} & \text{при } l_0 \ll r \ll \sqrt{\lambda L}, \\ 2,91 C^2_n k^2 L r^{5/3} & \text{при } r \gg \sqrt{\lambda L}, \end{cases} \quad (4.1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Исследования [171] показали, что эти зависимости справедливы не только для области слабых флуктуаций, но и для области сильных флуктуаций.

Абсолютные значения среднеквадратической величины фазовых флуктуаций на расстояниях 50—120 см достигают нескольких десятков радиан. Функции распределения вероятностей в основном соответствуют нормальному закону. Отклонения от нормального закона чаще всего наблюдаются при больших значениях r . Радиус корреляции фазовых флуктуаций существенно превышает размеры радиуса корреляции амплитудных флуктуаций, а спектр флуктуаций фазы более низкоча-

стотный. Максимумы спектральной плотности флуктуаций для различных значений расстояний между точками наблюдений локализованы в диапазоне 0,1—5 Гц. Лишь для очень малых расстояний r частоты флуктуаций сдвигаются в область нескольких десятков герц. Наблюдались также значительные вариации положения максимума в зависимости от метеорологической ситуации.

Измерения показали также, что как в сферической, так и в плоской волне начальный участок структурной функции фазы $D_{\varphi}(r)$ при всех имевших место метеорологических условиях имеет четко выраженную квадратичную зависимость от расстояния между точками наблюдения. Квадратичная зависимость сохраняется чаще всего до $r = 20$ мм, а в некоторых случаях до 50 мм, что значительно превышает устанавливаемую теорией границу $r \ll \lambda L$. В условиях октябрьской погоды зарегистрированы случаи, когда флуктуации разности фаз полностью отсутствовали до $r=6$ мм.

Общий ход изменения структурной функции фазы при изменениях r от 0 до 120 см содержит три характерных участка. Первые два участка носят возрастающий степенной характер с показателями, близкими к 2 и 5/3, третий участок при $r \approx 50$ см характеризуется замедлением роста структурной функции и ее насыщением. Уровень насыщения и его положение зависят от метеорологических условий. Получаемые параллельно реализации флюктуаций для различных расстояний обладают значительной статистической изменчивостью своих характеристик. Необходимое время усреднения для флуктуаций разности фаз в приземном слое атмосферы составляет 100—150 с. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют также о значительных вариациях инерционного интервала при изменении метеорологической ситуации.

4.1.5. Нарушение когерентности. Естественно, что флуктуация фазы приводит к нарушению когерентности лазерного излучения. Остановимся на теоретических оценках нарушения степени когерентности излучения лазеров при распространении через атмосферу [172]. Задача ставится следующим образом. Из некоторой плоскости $z=0$ выходит пучок с гауссовым распределением интенсивности, ось z является осью симметрии пучка, функция взаимной когерентности в плоскости $z=0$ известна. Необходимо найти взаимную функцию когерентно-

сти в плоскости $z=L$ при различных радиусе пучка и радиусе кривизны волнового фронта в начальной плоскости.

Рассмотрим два случая: параллельного и сфокусированного пучков. Для первого случая $L/R=0$, для второго $L/R=1$, где L — длина трассы; R — радиус кривизны волнового фронта пучка в плоскости $z=0$. Опуская многочисленные преобразования, приведем окончательные выражения для степени когерентности колебаний в двух точках, расположенных в плоскости $z=L$ на расстоянии r друг от друга симметрично относительно оси пучка. Для бесконечно протяженной плоской волны, когда $L/k\omega^2 \rightarrow 0$, и значении параметра $1/(4r^2\chi^2_T) \gg 1$ степень когерентности выражается как

$$\gamma_{1,2}(r, L) \approx \exp(-1,455 C^2_n k^2 L r^{5/3}). \quad (4.2)$$

Для сферической волны, когда $L/k\omega^2 \rightarrow \infty$, при этом же значении параметра $1/(4r^2\chi^2_T)$ имеем

$$\gamma_{1,2}(r, L) \approx \exp(-0,546 C^2_n k^2 L r^{5/3}). \quad (4.3)$$

Можно найти также асимптотическое решение для параллельного пучка, когда $L/k\omega^2 \ll 1$, $L^2\chi^2_T/k^2\omega^2 \ll 1$ и $1/(4r^2\chi^2_T) \gg 1$. В этом случае

$$\gamma_{1,2}(r, L) \approx \exp\{-1,455 C^2_n k^2 L r^{5/3} \times \\ \times [1 - {}^{5/6}L^2(k^2\omega^4)^{-1}]\}. \quad (4.4)$$

Из сравнения (4.2) — (4.4) видно, что как сферическая волна, так и параллельный пучок имеют степень когерентности выше, чем бесконечно протяженная плоская волна.

Изменение степени когерентности по мере изменения величины $L/k\omega^2$ от 0 до ∞ показано на рис. 4.3, а. Из рисунка видно, что степень когерентности имеет нижнюю границу, соответствующую случаю бесконечно протяженной плоской волны, затем степень когерентности растет, приближаясь по мере возрастания $L/k\omega^2$ к верхней границе, соответствующей степени когерентности сферической волны. График построен для $L/kl_0^2=1$. Чем больше L/kl_0^2 , тем быстрее приближается степень когерентности к своей верхней границе. Для сфокусированного пучка решение получается такое же, как и для сферической волны. Однако при малых значениях $L/k\omega^2$ степень когерентности сфокусированного пучка ниже

степени когерентности бесконечно протяженной плоской волны (рис. 4.3,б).

Изменение степени когерентности с изменением L/kw^2 объясняется расширением или сужением гауссова пучка по мере распрояснения. Параллельный пучок расширяется вследствие дифракции, а так как степень расширения возрастает по мере роста величины L/kw^2 , то следует ожидать большей степени когерентности по сравнению с бесконечно протяженной волной. По той же причине когерентность сферической волны является пределом когерентности. В случае сфокусированного

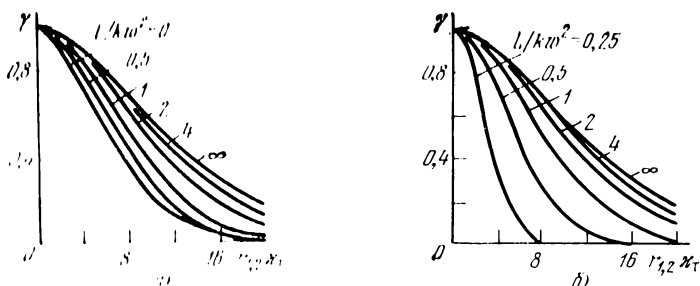


Рис. 4.3. Уменьшение степени когерентности коллимированного (а) и сфокусированного (б) пучка лазера.

пучка происходит сначала сужение, а затем расширение пучка. При небольших значениях L/kw^2 преобладает процесс сужения пучка, а при увеличении этого параметра процесс расширения, что приводит к увеличению степени когерентности.

Хотя приведенные соотношения непригодны для малых значений параметра χ_T , при большом масштабе неоднородности не должно происходить существенного изменения степени когерентности, если расстояние r много меньше максимального масштаба турбулентности. Теоретически показано, что степень когерентности ограниченного коллимированного пучка выше, чем в неограниченной плоской волне и достигает верхнего предела при переходе к сферической волне.

4.1.6. Флуктуации интенсивности. Флуктуации фазы при прохождении излучения через турбулентную атмосферу сопровождаются флуктуациями интенсивности. В отличие от флуктуаций фазы последние описываются

логарифмически нормальным законом распределения вероятностей. В связи с этим большая часть теоретических исследований посвящена флуктуациям логарифма интенсивности. При этом, если внутренний масштаб турбулентности значительно меньше зоны Френеля $\sqrt{\lambda L} \gg l_0$, расчет $\sigma_{\ln I}^2$ производится следующим образом. Определяют величину дисперсии логарифма амплитуды для плоской волны в предположении первого приближения метода плавных возмущений [168]

$$\sigma_{0\text{пл}}^2 = 0,308 C_n^2 k^{7/8} L^{11/6}.$$

Если $\sigma_0 < 0,96$, флуктуации интенсивности относятся к области слабых флуктуаций и $\sigma_{\ln I}^2 = \sigma_0^2$. Однако на приземных трассах протяженностью более 1 км практически всегда наблюдается область сильных флуктуаций интенсивности. В этой области для $\sigma_0 > 0,96$ теоретически описать зависимость $\sigma_{\ln I}^2$ от σ_0^2 довольно трудно. Теоретические предположения [176] и экспериментальные данные [175, 177, 178] показывают, что максимум $\sigma_{\ln I}$ наблюдается при $\sigma_0 \approx 2$, а затем медленный спад до $\sigma_{\ln I} = 1$. Некоторые экспериментальные исследования [178] посвящены не дисперсии $\sigma_{\ln I}^2$, а более удобной для практических расчетов величине — относительной дисперсии флуктуаций интенсивности

$$\beta^2 = (I - \bar{I})^2 / \bar{I}^2,$$

где I — мгновенное, а \bar{I} — среднее значение интенсивности. При этом β^2 связана с $\sigma_{\ln I}^2$ следующим выражением:

$$\sigma_{\ln I}^2 = \ln(1 + \beta^2).$$

Величина β^2 определяет флуктуации интенсивности, непосредственно наблюдаемые на практике.

Реальное ограничение пучка лазера усложняет приведенное выше выражение для дисперсии флуктуаций логарифма интенсивностей $\sigma_{\ln I}^2$. При этом статистические характеристики амплитуды (и фазы) поля в поперечном сечении пучка зависят от размеров излучателя, условий его фокусировки, а также от положения приемной оптической системы в сечении пучка. (Что касается зависимости σ от λ , то, например, для $\lambda = 0,63$ и 10,6 мкм показано, что в режиме насыщения параметры флуктуаций при одной и той же приемопередающей оптике отличаются несущественно [173].)

Например, если амплитуда поля в первоначальном сечении распределена по закону Гаусса, величина σ_0^2 может быть определена по следующей формуле, рассчитанной в [174] в приближении метода плавных возмущений:

$$\sigma_0^2 = f(x, B) C_n^2 k^{7/6} L^{11/6},$$

где $B = L/ka_0^2$ — радиус первой зоны Френеля в радиусах эффективной апертуры (радиус сечения пучка по уровню снижения интенсивности в два раза); $x = L/R_0$ — расстояние от источника до точки наблюдения в радиусах кривизны фазового фронта на апертуре. Кривая $f(x, B)$, рассчитанная в [174], позволяет учесть влияние пространственной ограниченности пучка на флуктуации интенсивности.

4.1.7. Изменение направления распространения и угла прихода. Флуктуации фазы являются причиной изменения траектории луча, т. е. угловых отклонений от направления, которое наблюдалось бы в случае отсутствия атмосферы. Это приводит к сканированию сечения пучка по плоскости, в которой находится приемная апертура, а также к изменению углов прихода пучка на эту апертуру. Максимум спектра флуктуаций направления лежит в области 1—2 Гц (примерно одинаково в горизонтальной и вертикальной плоскостях). Изменение углового положения пучка особенно четко проявляется, когда размеры неоднородностей поля показателя преломления значительно превосходят диаметр пучка. Если при этом неоднородности расположены близко к передатчику, то это вызовет большие колебания сечения пучка в плоскости приемной апертуры и чаще всего пучок не попадет в апертуру. В случае попадания угол прихода почти не будет отличаться от того, который был бы в отсутствие турбулентности (рис. 4.4,а). Если же турбулентная область расположена ближе к приемнику, то результатом будет некоторое виньетирование пучка приемной апертурой, степень которого зависит от соотношения диаметра пучка и апертуры и расстояния L , а самое главное изменение угла прихода пучка на приемную апертуру (рис. 4.4,б).

Получены следующие выражения для дисперсии углов прихода в зависимости от того, рассматривается плоская или сферическая волна:

$$\sigma_{\alpha_{пл}}^2 = 2,91 C_n^2 L b^{-1/3}; \quad \sigma_{\alpha_{сф}}^2 = 1,05 C_n^2 L b^{-1/3}, \quad (4.5)$$

где b — величина приемной базы системы (диаметр входного зрачка или эффективная база интерферометра). Эти зависимости, рассчитанные с помощью метода плавных возмущений, неоднократно подтверждались экспериментально [179, 180] и справедливы как для области слабых, так и для области сильных флуктуаций.

При прохождении в атмосфере луч лазера будет испытывать также рефракцию, обусловленную градиентом показателя преломления в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения

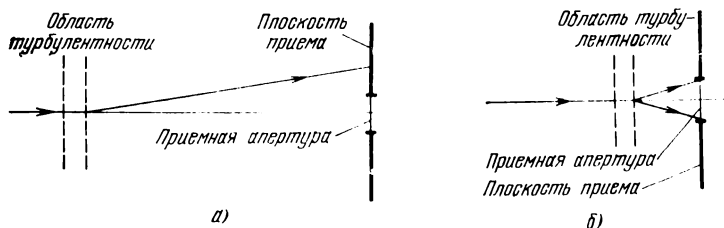


Рис. 4.4. Действие турбулентности при далеком (а) и близком (б) расположении области турбулентности к плоскости приема.

(земная геодезическая рефракция). Физическая интерпретация и закономерности этого явления такие же, как и в случае теплового излучения [32]. Следует иметь в виду, что она может существенно отличаться от вычисленной по метеорологическим параметрам, так как оптические параметры для конкретной трассы изменяются.

4.1.8. Изменение диаграммы направленности. Расширение пучка происходит в результате того, что для каждой когерентной части пучка имеется свой угол отклонения. Следовательно, энергия пучка случайно распределена в плоскости приема, причем площадь сечения пучка становится больше по сравнению с невозмущенным пучком. Вследствие этого происходит изменение и самого гауссова контура интенсивности. В работе [172] приводится следующее выражение для среднего значения интенсивности в плоскости $z=L$:

$$\bar{I}_L \approx (\bar{I}_0)_L \exp \left\{ -1,21 C^2_n k^2 L \chi_T^{-5/3} \theta^2 \left[1 - \frac{R^2}{w^2 |\beta(L)|^2} \right] \right\} \quad (4.6)$$

при $\theta^2 \ll 1$;

$$I_L \sim (I_0)_L \exp \{ -1,63 C^2 n k^2 L \kappa_T^{-5/3} \theta^{-5/3} \times \\ \times |F_1|^{-1/6} [1, R^2 (\alpha^2 |\beta(L)|^2)^{-1}] \} \text{ при } \theta^2 \gg 1, \quad (4.7)$$

где $|\beta(L)|^2 = (1 - L/R)^2 + L^2/k^2 \omega^4$;

$$\theta^2 = L^2 \kappa_T^2 / [k^2 \omega^2 |\beta(L)|^2];$$

F_1 — конфлюэнтная гипергеометрическая функция.

В области слабых флуктуаций расширение лазерного пучка описывается формулами (4.6) и (4.7). Для области сильных флуктуаций в работе [176] с помощью теории марковских случайных процессов получено следующее выражение для средней интенсивности в сечении пучка:

$$\bar{I}(r, L) = \frac{I_0 \alpha_0^2}{a_L^2} \exp \left(-\frac{r^2}{a_L^2} \right), \quad (4.8)$$

где $\alpha_L^2 = \alpha_0^2 [(1 + L/R_0)^2 + B^2 + 8B\sigma_{\text{эфф}}^{12/5}]$ — квадрат эффективного радиуса пучка.

Из формул (4.6) — (4.8) следует, что в результате флуктуаций показателя преломления среднее распределение интенсивности по сечению лазерного пучка описывается законом Гаусса, причем интенсивность в центре сечения ($r = 0$) уменьшается, а эффективный размер пучка увеличивается.

Измерения ширины диаграммы направленности и рефракции на трассе Ереван — Бюракан [181] показали, что изменения диаграммы направленности примерно одинаковы в горизонтальной и вертикальной плоскостях и достигают максимального значения между 11 и 15 часами дня. Смещение луча также максимально в это время и достигает 6–7'' (длина трассы 25 км, отклонение луча 90 см) в вертикальной плоскости. В горизонтальной плоскости колебание луча незначительно. Величина уширения луча довольно хорошо совпадает с вычисленным значением $D_{\text{эфф}}/D_0$, где $D_{\text{эфф}}$ — эффективный диаметр луча после прохождения турбулентной атмосферы, D_0 — диаметр пучка, рассчитанный по невозмущенным параметрам пучка. При вычислении использованы теоретические формулы из работы В. И. Татарского [176]. Получена эмпирическая формула для

диаметра уширенного пучка, пригодная при $D_0=10$ см на расстояниях до 145 км:

$$D = \alpha L^3,$$

где $\alpha=4,5 \cdot 10^{-6}$; $\beta=1,2$.

Учет дифракционного расхождения и «блуждания» пучка дает следующий среднеквадратический радиус пучка [182]:

$$\rho^{-2} = a^2_0 + L/ka^2_0 + 2,19C^2_n l_0^{-1/3} L^3,$$

подтвержденный экспериментально.

4.1.9. Изменение состояния поляризации. При прохождении через турбулентную атмосферу претерпевает некоторые изменения и состояние поляризации электромагнитного поля. Среднеквадратическое значение угла поворота плоскости поляризации даётся выражением

$$\sqrt{\Delta\theta^2} = 2\pi |\overline{\Delta n}|^2 L/l_0,$$

где $|\overline{\Delta n}|^2$ — среднеквадратическое значение изменения показателя преломления. Оно зависит от высоты h прохождения пучка над земной поверхностью

$$|\overline{\Delta n}|^2 = 10^{-12} \exp(-h/1600), \quad (4.9)$$

где h берется в метрах.

Вычисленное отклонение угла плоскости поляризации для $h=0$, $L=10$ км и $l_0=1$ м порядка 10^{-8} рад, т. е. тысячных долей угловой секунды. Даже при самой сильной турбулентности, характеризуемой значением внутреннего масштаба турбулентности l_0 , равном нескольким миллиметрам, отклонение угла не превышает угловой секунды. С высотой величина $\overline{\Delta\theta}$ уменьшается. Таким образом, можно сделать вывод, подтвержденный и экспериментально, что флуктуации плоскости поляризации при прохождении излучения лазеров через турбулентную атмосферу, являются несущественными*).

Если учесть пространственную ограниченность пучка лазеров, то выражения для структурной функции фазы и других статистических характеристик получаются очень громоздкими и неудобными для вычислений. Однако расчеты показывают, что при волновом парамет-

*) Гораздо больший эффект может дать фарадеевское вращение плоскости поляризации в магнитном поле Земли.

ре $B=L/ka^2_0 \leq 0,01$, характеризующем размер передающей апертуры, и $B \geq 100$ пучок можно рассматривать как неограниченную плоскую или сферическую волны. Поэтому в этих случаях при расчете дисперсии и корреляционных функций лазерного пучка в области слабых флуктуаций логарифма интенсивностей могут быть использованы приведенные ранее формулы.

Что касается флуктуаций разности фаз световой волны и флуктуаций углов прихода, то формулы, описывающие их поведение в области слабых флуктуаций, справедливы и при $\sigma_0 > 0,96$ [179].

4.1.10. Нелинейные эффекты, возникающие под действием мощного излучения. Все рассмотренные выше явления наблюдаются при сравнительно небольшой плотности энергии в пучке. Однако если плотность сильно возрастает, то это приводит к появлению новых эффектов, связанных с нелинейностью свойств самой среды распространения, т. е. с изменением этих свойств под действием самого распространяющегося излучения. Наиболее значительными эффектами являются спектроскопический эффект насыщения поглощения и самофокусировка пучка.

Эффект насыщения поглощения заключается в уменьшении интенсивности спектральной линии поглощения при увеличении мощности падающего излучения. Сущность его состоит в том, что под действием внешнего излучения происходит выравнивание населенностей двух энергетических уровней, переходы между которыми соответствуют частоте внешнего излучения. Выравниванию населенностей противостоят спонтанные переходы, которые уменьшают населенность верхнего уровня. Поэтому, когда вероятность вынужденных переходов (поглощения и вынужденного излучения) мала по сравнению с вероятностью спонтанных переходов (это наблюдается при небольших плотностях энергии проходящего излучения), разность населенностей уровней такова, что доля поглощаемой мощности прямо пропорциональна самой мощности. С увеличением мощности проходящего излучения вероятность вынужденных переходов растет, а вероятность спонтанных процессов остается пропорциональной населенности верхнего уровня. Если плотность мощности внешнего излучения стремится к бесконечности, разность населенностей уровней стремится к нулю, однако она остается больше нуля за счет спонтанных

переходов. Именно эта небольшая величина $\Delta N > 0$ и обеспечивает еще некоторое поглощение падающей энергии.

Таким образом, в области насыщения доля поглощаемой мощности хоть и растет с увеличением самой мощности, но рост этот замедляется, стремясь к некоторому пределу. А это значит, что при определенной плотности мощности значительная часть энергии может распространяться не поглощаясь. Для этой области закон Бугера не выполняется, а изменение интенсивности излучения описывается выражением $dl = -\alpha_n(I) dl$.

Эффект просветления поглощающей среды под воздействием мощного излучения, как известно, нашел применение при создании оптических затворов. Для достижения просветления в атмосфере требуется начальная плотность излучения примерно 10^7 Вт/см². Под действием мощного излучения может происходить также испарение аэрозольных частиц. При этом уменьшаются их размеры, что приводит к изменению соответствующих коэффициентов ослабления. Расчеты, связанные с воздействием излучения, например, на каплю воды, довольно сложны. Результаты зависят от многих причин: формы и размера капли, длины волны излучения, режима облучения, метеорологических условий, начальной температуры поверхности и распределения температуры в объеме и т. д. Некоторые приближенные решения для стационарного облучения и воздействия в виде импульса приведены в работе [163].

Эффект самоканализации и самофокусировки пучка объясняется нелинейной зависимостью показателя преломления воздуха от воздействия сильного светового поля. В центре пучка, где интенсивность больше, среда становится оптически более плотной. Поэтому в расширяющемся пучке происходит переход лучей из менее плотной оптической среды в более плотную. При некотором критическом угле наклона луча к оси происходит компенсация расходимости. Если угол расходимости пучка равен критическому, то такой пучок при распространении в нелинейной среде становится нерасходящимся. Он распространяется как бы по некоторому каналу, который сам себе создает. Этот эффект называется самоканализацией пучка.

Пороговые мощности самофокусировки для газов составляют сотни тысяч киловатт, что уже достигнуто при

импульсном режиме работы некоторых лазеров. Эксперименты подтвердили наличие самофокусировки излучения лазеров в воздухе, причем отмечалось образование внутри пучка отдельных нитей. Так как они имели место даже при значениях мощности меньше пороговой, то это можно объяснить наличием флуктуаций показателя преломления в воздухе, когда самофокусировка может наблюдаться при мощности меньше пороговой для однородной среды.

Наконец, при некоторой плотности мощности излучения наблюдается пробой воздуха, сопровождающийся проскакиванием искры. Для излучения лазеров на CO_2 с $\lambda=10,6$ мкм порог пробоя в чистом воздухе 3×10^9 Вт/см², а при наличии пыли он примерно на два порядка меньше. Ряд нелинейных эффектов возникает под действием сверхкоротких импульсов излучения.

4.2. Влияние искажений параметров излучения на работу систем с лазерами

Рассмотренные выше явления и эффекты нарушают работу ОЭП, или делают ее невозможной. Причем в зависимости от типа прибора и условий его работы нарушение может произойти не от совокупности всех перечисленных факторов, а от действия даже одного из них. Например, при работе в условиях хорошей видимости основным фактором, влияющим на работу интерферометра, является нарушение когерентности излучения, а если в ОЭП когерентность не используется, то дальность действия прибора будет определяться в основном ослаблением излучения. В угломерах решающим фактором может стать изменение угла прихода пучка на приемную апертуру и т. п.

Влияние ослабления излучения оценить просто. Рассчитав с учетом действия этого фактора поток, попадающий на вход системы, можно определить, будет ли функционировать прибор при заданных условиях, какую дальность действия может обеспечить прибор, при каком уровне помех возможна работа, как изменить параметры прибора для обеспечения функционирования и т. п.

Ослабление излучения (безразлично вследствие поглощения или рассеяния) приводит к снижению энергетического запаса прибора (например, отношения сиг-

нал/шум или контраста интерференционной картины). В зависимости от степени ослабления работа прибора может стать менее качественной или вообще невозможной.

Влияние фоновых засветок приводит к снижению контраста пучка на фоне. Действие этого фактора зависит от того, по какой схеме работает ОЭП. Если источник установлен на одном конце трассы, а приемник на другом, то наблюдается лишь прямая засветка, а если и источник и приемник расположены на одном конце трассы, а на другом установлен отражатель, то на приемник действует и прямая и обратная засветки.

В случае только прямой засветки влияние ее на работу ОЭП может проявиться по-разному. Прежде всего, меняется величина общего потока на приемнике излучения, естественно, она становится больше по сравнению с учетом только прямого ослабленного излучения. Если угловое поле приемной системы достаточно велико по сравнению с расходимостью пучка, то верхний предел общего потока на приемнике излучения грубо можно оценить как поток не ослабленного атмосферой излучения (за вычетом поглощения и обратного рассеяния). Прямую засветку нельзя рассматривать как фон, поскольку она также промодулирована и также направлена, как и прямое излучение. Можно говорить лишь об изменении общего потока и вида распределения. Увеличение общего потока может привести к снижению чувствительности приемника согласно его энергетической характеристике [3].

Вид распределения существенно влияет на анализ изображения. Если осуществляется деление пятна в фокальной плоскости приемного объектива, то образование прямой засветки равносильно увеличению размеров пятна, что снижает точность деления. При осуществлении пространственной селекции сигнала прямая засветка снижает величину сигнала. При расчете величины прямой засветки необходимо иметь в виду, что, хотя ее яркость на несколько порядков меньше яркости прямого излучения, величина потока фоновой засветки может быть сравнима или значительно превышать поток прямого ослабленного излучения, так как она имеет значительно большую площадь (или угол распространения).

Действие обратной засветки более сложно. Во-первых, увеличивается общий поток на приемнике излу-

ния, так как наличие обратной засветки подразумевает и наличие прямой засветки. Во-вторых, при угловых смещениях прямого пучка, отраженного отражателем на другом конце трассы, прямое изображение и прямая засветка смещаются в фокальной плоскости приемного объектива, в то время как пятно, создаваемое обратной засветкой, остается неподвижным. Первый фактор можно оценить также, как и в случае только прямой засветки. Так как информация заключена в прямом пучке, то когда яркость прямого пучка становится сравнимой с яркостью обратной засветки, работа ОЭП затрудняется*). При работе в сильно рассеивающих средах (например, в тумане) именно обратная засветка ограничивает дальность действия ОЭП. При смещениях прямого пучка вид распределения интенсивности становится несимметричным, поэтому точность деления пятна уменьшится не только вследствие увеличения размера пятна, но и его несимметричности.

Нарушение когерентности происходит вследствие мелкомасштабных флуктуаций фазы световой волны. Поэтому взаимная функция когерентности зависит от структурной функции фазы [168, 183]

$$\Gamma_E = \exp[-1/2 D_\varphi(r)]. \quad (4.10)$$

Выражение (4.10) является частотно-контрастной характеристикой турбулентной атмосферы как фильтра пространственных частот. В общем случае нарушение временной и пространственной когерентности является причиной размытия изображения в фокальной плоскости оптической системы, падения контраста интерференционной картины, уменьшения полезного сигнала при гетеродинном приеме.

Согласно теории линейной пространственной фильтрации нормированная функция распределения освещенности изображения излучателя в плоскости анализа ОЭП определяется следующим выражением [3]:

$$e(x', y') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(\omega_x, \omega_y) G(\omega_x, \omega_y) \times \\ \times \exp[j(\omega_x x' + \omega_y y')] d\omega_x d\omega_y, \quad (4.11)$$

*) Влияние обратной засветки устраняется в импульсных приборах с временной селекцией сигнала.

где $B(\omega_x, \omega_y)$ — пространственно-частотный спектр излучателя; $G(\omega_x, \omega_y)$ — пространственно-частотная характеристика оптической системы; ω_x и ω_y — пространственные частоты; x' и y' — координаты точек изображения.

Для оптической системы, работающей в турбулентной атмосфере, пространственно-частотная характеристика включает в себя фильтрующее влияние турбулентности и приемной оптической системы

$$G(\omega_x, \omega_y) = \Gamma_E(\omega_x, \omega_y) \Gamma_0(\omega_x, \omega_y),$$

где Γ_E — усредненная пространственно-частотная характеристика турбулентной атмосферы; Γ_0 — пространственно-частотный спектр пропускания оптической системы. Согласно формулам (4.1) и (4.10)

$$\Gamma_E = \exp(-1/2 \cdot 2,91 k^2 L C_n^2 r^{5/3}).$$

Расстояние r связано с пространственными частотами следующим образом:

$$\omega_x = 2\pi\nu_x = 2\pi/x; \quad \omega_y = 2\pi\nu_y = 2\pi/y; \quad r^2 = x^2 + y^2,$$

где ν_x и ν_y — линейные пространственные частоты.

Используя выражение (4.11), можно рассчитать средние характеристики изображения излучателя в плоскости анализа для различных типов излучателей и приемных оптических систем ОЭП с учетом действия турбулентной атмосферы. Так, например, на основе работы [184] определена средняя полуширина дифракционной картины в фокальной плоскости оптической системы [185]:

$$r_{0,5} = (2,91 k^2 L C_n^2 / 0,95)^{3/5} f' k.$$

С помощью этой формулы можно оценить влияние турбулентности на условия анализа изображения.

Нарушение пространственной и временной когерентности приводит к уменьшению полезного выходного сигнала фотодетектора, работающего в гетеродинном режиме. В работе [6] приведено выражение для степени уменьшения отношения сигнал/шум применительно к гетеродинному приемнику оптического диапазона в зави-

симости от отношения размера приемного объектива D к размеру области когерентности r_0 :

$$\psi\left(\frac{D}{r_0}\right) = \frac{32}{\pi} \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \int_0^1 \frac{u}{2} [\cos^{-1}(u) - u \sqrt{1-u^2}] \times \\ \times \exp\left[-3,44\left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3} u^{5/3}\right] du, \quad (4.12)$$

где $u=r/D$. Величина r_0 связана с длиной волны λ излучения, зенитным углом θ и высотой расположения приемника H_0 (в метрах), следующим соотношением:

$$r_0 = 0,05\lambda^{6/5} \cos^{3/5} \theta [\Gamma(2/3)/\Gamma(1/3); H_0/3200]^{3/5}, \quad (4.13)$$

где $\Gamma(x; y)$ — неполная гамма-функция; $\Gamma(x)$ — гамма-функция [216]. Из этого выражения видно, что r_0 слабо зависит от зенитного угла и высоты расположения приемника и гораздо сильнее от λ . Например, при изменении λ от 0,5 до 10,6 мкм величина r_0 возрастает почти в 40 раз. Выражение (4.13) справедливо для работы в дневное время, ночью r_0 увеличивается примерно в два раза. Для горизонтального распространения излучения в зависимости от степени турбулентности атмосферы r_0 можно определить из выражения

$$r_0 = 1,2 \cdot 10^{-4} \lambda^{6/5} L^{-3/5} C_n^{-6/5}.$$

Изменение направления луча приводит к сканированию площади сечения пучка по приемной апертуре или даже к прохождению мимо приемника. Кроме того, наблюдаются флуктуации угла прихода волны на приемную апертуру, которые принято рассматривать как самостоятельный фактор. Таким образом, изменение направления луча приводит к изменению потока, попадающего в приемную апертуру. А это, в свою очередь, не только уменьшает величину полезного сигнала, но и приводит к хаотической амплитудной и частотной модуляции светового потока. Глубина модуляции зависит от соотношения размера сечения пучка и размера приемной апертуры и величины отклонения.

Изменение поперечных размеров пучка приводит к изменению интенсивности на оси пучка и средней величины плотности мощности в плоскости приемной апертуры. Так как поперечные размеры пучка меняются за

счет угловых отклонений δ_θ , которые различны для разных когерентных частей пучка, то энергия пучка распределяется в плоскости приема случайным образом.

Степень уменьшения плотности мощности на приемной апертуре вследствие расширения пучка в зависимости от размеров передающей и приемной апертуры показана на рис. 4.5 [6].

Расширение пучка приводит к тому, что размер пятна в фокальной плоскости приемного объектива нельзя сделать меньше некоторого предельного значения. С увеличением диаметра выходного пучка размер пятна в фокальной плоскости объектива уменьшается до

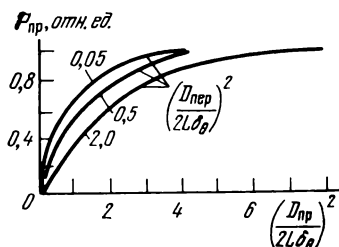


Рис. 4.5. Зависимость принимаемой мощности от размеров передающей и приемной апертур.

$$r_{эф} \approx 4,3 \sigma_{сф}^{6/5} \sqrt{L/k},$$

где $\sigma_{сф}^2 = 0,124 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ для сферической волны, вычисленное в приближении МПВ.

Изменения интенсивности приводят к случайному распределению плотности мощности по сечению пучка. Другими словами, в сечении пучка появляются области с минимальной и максимальной интенсивностью. Так, например, анализ одной из конкретных фотографий поперечного сечения пучка лазера, прошедшего через турбулентную атмосферу, показал, что 70% площади имеет интенсивность меньше средней, а максимальные пики интенсивности приблизительно в четыре раза превышали среднее значение [6].

Амплитудные флуктуации приводят к флуктуациям среднего тока в приемнике с прямым фотодетектированием, а также к флуктуациям сигнала на выходе фильтра промежуточной частоты в приемнике с гетеродинным приемом. В последнем случае флуктуации сигнала зависят также от флуктуаций фазы несущей частоты. В обоих случаях дисперсия сигнала зависит от соотношения площадей сечения пучка и приемной апертуры.

Совместное действие нескольких факторов. Все три последние фактора: изменение направления луча, поперечных размеров пучка и интенсивности — в общем

случае вызывают флуктуации положения освещенной зоны в плоскости входного зрачка, увеличение ее размеров и непостоянство распределения освещенности в этой зоне. Так как флуктуации фазы и логарифма амплитуды световой волны, прошедшей через турбулентную атмосферу, подчиняются нормальному закону распределения вероятностей, распределение освещенности в плоскости входного зрачка ОЭП может быть описано функцией среднего распределения интенсивности в этой плоскости [186].

В работах [182, 187] высказано предположение, что случайное распределение освещенности в сечении пучка может быть представлено как следствие аддитивного действия качания и размытия пучка. При этом среднеквадратическое значение смещения центра тяжести пучка, определяемого как

$$r_{\text{см}} = \left| \int r I(r) dr \right| / \int I(r) dr.$$

будет равно [188]

$$\overline{r_{\text{см}}^2} = 0,48 \alpha C_n^2 L^2 (2\omega)^{-1/3}, \quad (4.14)$$

где $\alpha = 1$ при $\lambda L / \pi \omega^2 \gg 1$ и $\alpha = 2$ при $\lambda L / \pi \omega^2 \ll 1$. Причем для лазерного пучка с $\omega / l' \ll 1$ смещение центра тяжести сечения не зависит от его формы (расходящийся, коллимированный, сфокусированный) и описывается выражением (4.14).

Расчет среднего распределения освещенности в сечении пучка в системе координат, движущейся с его энергетическим центром тяжести, может быть произведен по методике, изложенной в работе [189]. На основании характеристики освещенности в сечении сфокусированного пучка лазера, прошедшего через турбулентную атмосферу, автор этой работы выводит выражение для средней интенсивности в системе координат, совершающей случайные движения с центром тяжести пучка, нормированной на интенсивность I_0 , которая была бы в отсутствие флуктуаций. Были проведены численные расчеты функции $\bar{I}(|r_0|)/I_0$ на ЭВМ для различных фиксирован-

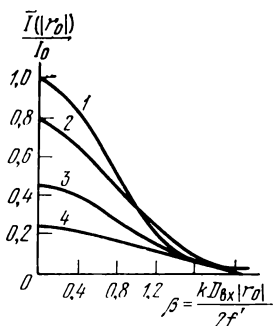


Рис. 4.6. Вид функции $\bar{I}(|r_0|)/I_0$:

1) при отсутствии флуктуации;

2) $D_{\text{пл}}(2R) = 10$;

3) $D_{\text{пл}}(2R) = 35$;

4) $D_{\text{пл}}(2R) = 70$, где $R = D_{\text{вх}}/2$.

ных значений $D_{\text{пл}}(2R)$. Результаты представлены на рис. 4.6 [189].

Флуктуации угла прихода световой волны на приемную апертуру приводят к колебаниям изображения излучателя в плоскости анализа ОЭП («дрожанию» изображения). Если ОЭП является датчиком углового направления на излучатель, то флуктуации угла прихода приведут к увеличению погрешности измерений, которая будет складываться из инструментальной погрешности датчика и погрешности из-за флуктуаций угла прихода. Учитывая случайный характер обеих величин и их аддитивность, дисперсию общей погрешности определения направления на излучатель можно выразить следующим образом:

$$\sigma^2 = \sigma_p^2 + \sigma_\alpha^2, \quad (4.15)$$

где σ_p^2 , σ_α^2 — дисперсии инструментальной погрешности и флуктуаций угла прихода.

При неравномерной чувствительности площадки приемника дрожание приведет к дополнительной амплитудной и частотной модуляции выходного сигнала.

Среднеквадратическое смещение изображения в плоскости анализа σ_Δ определяется как $\sigma_\Delta = \sigma_\alpha f'$, где f' — фокусное расстояние приемной оптической системы.

Изменения состояния поляризации (например, углового наклона плоскости поляризации) могли бы сказаться на качестве гетеродинного приема или на коэффициенте пропускания поляризационного светофильтра, если он установлен в приемной оптической системе. Однако по оценкам, имеющимся в настоящее время, поляризационные эффекты при прохождении излучения через турбулентную атмосферу очень малы. Поэтому их влияние на работу ОЭП можно считать незначительным.

Как уже говорилось, в каждом конкретном случае применения ОЭП необходимо учитывать те факторы, которые существенно влияют на его работу. Например, при измерении углов турбулентность атмосферы как среды распространения порождает три источника погрешности измерений: из-за колебаний величины светового потока, попадающего в приемную оптическую систему ОЭП; из-за нарушения структуры изображения излучателя в плоскости анализа и из-за флуктуаций угла прихода световой волны на приемную апертуру.

При расчете суммарной погрешности ОЭП необходимо учитывать различную степень влияния составляющих погрешностей и неодинаковый характер их законов распределения вероятностей. Если быстроедействие системы выше, чем частота колебаний угла прихода, то погрешность из-за флуктуаций угла прихода вносит прямую погрешность в измерение угла.

Рассмотренные вопросы влияния турбулентности атмосферы на работу ОЭП создают предпосылки для создания методики расчета параметров ОЭП: эффективного радиуса рабочей световой зоны; средней освещенности на входном зрачке оптической системы; усредненного изображения в плоскости анализа; среднеквадратической погрешности из-за случайной рефракции и т. д. При этом в качестве характеристики турбулентности атмосферы для расчета должна служить структурная постоянная показателя преломления воздуха C^2_n . В реальных условиях величина C^2_n может существенно отличаться от рассчитанной для стандартных условий. Поэтому при высокоточных измерениях необходимо определить структурную постоянную в процессе измерений, чтобы внести необходимые коррективы. Обзор методов определения величины C^2_n был сделан в работе [190].

Влияние на работу ОЭП нелинейных эффектов, связанных с прохождением лазерного излучения через атмосферу, не рассматривалось, поскольку они носят частный характер и их следует учитывать только при использовании очень мощных лазеров.

4.3. Требования к параметрам пучка и оптической системы с точки зрения получения наименьших искажений

Некоторые эффекты, рассмотренные в предыдущем параграфе, зависят от параметров пучка и оптической системы. К параметрам пучка будем относить расходимость на выходе из передающей оптической системы и диаметр пучка, а к параметрам оптической системы — диаметр входного зрачка, угловое поле и фокусное расстояние. Искажение параметров излучения можно в некоторых случаях ослабить, правильно выбрав параметры пучка и оптической системы. Кроме того, нежелательное влияние атмосферы можно иногда уменьшить,

установив в приемной оптической системе бленды, диафрагмы, светофильтры.

Прежде всего отметим, что ослабление излучения из-за поглощения и рассеяния не зависит от параметров пучка и оптической системы и, следовательно, не может быть изменено выбором этих параметров. Однако дисперсия флуктуаций прозрачности зависит от указанных параметров. Экспериментальные исследования флуктуаций прозрачности атмосферных дымок, обусловленных аэрозольным рассеянием, в инфракрасной области спектра ($\lambda=1,0\text{--}4,7\text{ мкм}$) показали, что при достаточно больших диаметрах источника излучения и приемной оптической системы может отсутствовать зависимость дисперсии флуктуаций прозрачности (не связанной с турбулентностью атмосферы) от длины волны λ . Отсюда можно сделать вывод, что уровень атмосферных шумов в указанной области спектра имеет нейтральный характер по спектру. С другой стороны, дисперсия флуктуаций значительно уменьшается с увеличением диаметра приемной оптической системы. Частотный состав флуктуаций существенно зависит от диаметра приемной оптической системы, а также от длины волны λ .

Таким образом, приемная апертура производит усреднение флуктуаций прозрачности атмосферы. Усредняющее действие приемной апертуры мало зависит от вида апертуры (кольцевой или круговой). Только при малых по сравнению с радиусом зоны Френеля размерах объектива ($R < \sqrt{\lambda L}$) усредняющее действие кольцевой апертуры оказывается несколько большим по сравнению с круговой и наоборот: усредняющее действие кольцевой приемной апертуры уменьшается по сравнению с круговой, когда диаметр объектива превышает радиус зоны Френеля ($R > \sqrt{\lambda L}$). Поэтому в большинстве случаев усредняющие действия круговой и кольцевой апертур несущественно отличаются друг от друга.

Обнаружена также зависимость флуктуаций прозрачности атмосферы при осадках от диаметра приемной апертуры. Таким образом, чтобы уменьшить флуктуации сигнала, обусловленные аэрозольным ослаблением и ослаблением в осадках, диаметр приемной оптической системы должен выбираться достаточно большим.

Яркость прямой засветки существенно зависит от параметров пучка и приемной оптической системы. Так, для однократного рассеяния в формулу для яркости рас-

сеянного вперед излучения непосредственно входит телесный угол пучка. Если расстояние между излучателем и приемником L удовлетворяет условию $L \gg D_{\text{вх зр}}/\theta$, где θ — плоский угол пучка, то величину общего потока прямого и рассеянного вперед излучения на приемнике можно рассчитать как [163]

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\tau} (1 + \tau D), \quad (4.16)$$

где D — величина, зависящая от свойств рассеивающей среды и угловых полей источника излучения и приемника; Φ_0 — поток на приемнике в отсутствие рассеивающей среды. Формула справедлива, когда расходимость пучка лазера равна угловому полю приемника. Поток за счет рассеянного вперед излучения при этих условиях, как следует из формулы (4.16), равен

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\tau} \tau D. \quad (4.17)$$

Анализ формулы (4.17) показывает, что когда угловые поля источника и приемника совпадают и составляют тысячные доли радиана, то однократно рассеянным излучением можно пренебречь по сравнению с прямым излучением (если оптическая толщина не превышает несколько десятков) при распространении излучения в тумане и тем более дымке. При работе ОЭП в осадках величина D существенно возрастает и может достигать единицы. В этом случае уже при $\tau=1$ яркость однократно рассеянного излучения может быть сравнима с яркостью прямого излучения. Уменьшения яркости рассеянного вперед излучения, очевидно, можно достигнуть, уменьшая расходимость пучка и угловое поле приемной системы.

Уменьшение углового поля оптической системы можно получить, уменьшая размер чувствительной площадки приемника, установленного в фокальной плоскости оптической системы, увеличивая фокусное расстояние системы, а также установив перед приемником специальную ограничивающую диафрагму. Установка диафрагмы целесообразна, например, в том случае, когда пользуются приемником с большой площадью.

Яркость обратной засветки слабо зависит от расходимости пучка и от угла, под которым наблюдается рассеянное излучение. Для уменьшения влияния обратной засветки на работу ОЭП целесообразно увеличивать расстояние между излучателем и приемником. При этом увеличивается расстояние до области, где начинают

перекрываться угловые поля источника и приемника, и, следовательно, рассеянное назад излучение испытывает на пути к приемнику большее ослабление. К этому же результату приводит уменьшение расходимости пучка и углового поля приемника при постоянном расстоянии между ними (рис. 4.7). Очевидно, фон от обратной засветки будет уменьшаться также при уменьшении диаметра входного зрачка приемной оптической системы. Наконец, так как рассеянное назад излучение частично

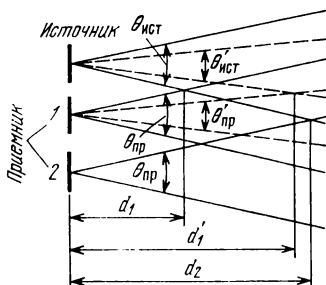


Рис. 4.7. Зависимость удаления области перекрытия угловых полей источника и приемника от расстояния между источником и приемником, $\theta_{пр}$ и $\theta_{ист}$.

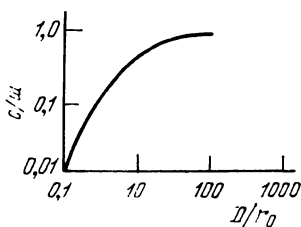


Рис. 4.8. Зависимость отношения сигнал/шум от отношения диаметра приемной апертуры к размеру фазовой когерентности.

деполяризовано, то установка в приемной оптической системе поляризационных светофильтров при наличии поляризованного прямого излучения уменьшает влияние обратной засветки на работу приемника.

Для увеличения плотности излучения в плоскости приемной оптической системы стремятся увеличить диаметр выходного зрачка передающей оптической системы. Увеличение диаметра передающей апертуры приводит к уменьшению расходимости, что и позволяет получить меньший диаметр пучка в плоскости приемной апертуры. Однако в турбулентной атмосфере уменьшение расходимости ниже некоторого предела неэффективно, так как пучок начинает расходиться вследствие турбулентных эффектов. Согласно измерениям [32], на трассе 2 км оптимальная величина передающей апертуры равна 110 мм. Очевидно, при других метеорологи-

ческих условиях будет другой и оптимальная величина передающей апертуры.

Рассмотрим теперь требования к параметрам пучка и приемной оптической системы с точки зрения уменьшения вредного влияния эффектов, связанных с турбулентностью атмосферы. Одной из задач, возникающих при установлении связи через турбулентную атмосферу, является уменьшение вредного влияния флуктуаций фазы волны, которое приводит к уменьшению отношения сигнал/шум. Как следует из (4.12), степень отношения сигнал/шум зависит от отношения диаметра приемной оптической системы к размеру фазовой когерентности (рис. 4.8) [6]. Как видно из графика, увеличение диаметра приемной апертуры способствует увеличению отношения сигнал/шум. Однако слишком большое увеличение диаметра по сравнению с r_0 дает несущественный выигрыш. Данные по величине r_0 , приведенные в предыдущем параграфе, позволяют (с учетом других требований) правильно выбрать размер приемной апертуры.

Изменение направления луча можно компенсировать увеличением расходимости пучка таким образом, чтобы при ожидаемых угловых отклонениях приемная апертура была освещена. Однако в этом случае плотность мощности в плоскости приемной апертуры уменьшается и на приемник попадает меньше энергии. Компенсацию углового отклонения можно осуществить и увеличением диаметра входного зрачка, но это связано с нежелательным в большинстве случаев увеличением габаритов приемной оптической системы. Величину флуктуаций углов прихода ввиду их фазового происхождения можно уменьшить, увеличив диаметр приемной апертуры. Из формулы (4.5) следует, что чем больше размер приемной базы, тем меньше дисперсия флуктуаций углов прихода.

Увеличение диаметра приемной апертуры в оптико-электронном датчике направления уменьшает погрешность измерений не только потому, что уменьшаются ошибки, вызванные флуктуациями угла прихода, но и потому, что уменьшается инструментальная погрешность прибора. Дисперсия инструментальной погрешности оптико-электронного датчика угла может быть представлена в виде [191]

$$\sigma_{\beta}^2 = (\sigma_n \beta / \Phi_{\text{вх}} K_n)^2,$$

где $\sigma_{\text{и}}$ — дисперсия внутренних шумов, приведенная ко входу прибора; β — эффективный угловой размер изображения излучателя; $\Phi_{\text{вх}}$ — поток от излучателя на входном зрачке прибора, $\Phi_{\text{вх}} \sim D_{\text{вх}}^2 \text{эр}$; $K_{\text{и}}$ — крутизна статической характеристики прибора.

Таким образом, при заданной погрешности измерения выбор диаметра входного зрачка необходимо вести с учетом его влияния на σ_{β}^2 и σ_{α}^2 [см. формулу (4.15)]. При заданном размере приемной апертуры влияние флуктуаций углов прихода можно уменьшить, увеличив размер чувствительной площадки приемника, исходя из условия $D_{\text{пр}} \geq \sigma_{\alpha}$. При этом, однако, увеличивается угловое поле приемной оптической системы, что ведет к увеличению уровня фоновой радиации, воспринимаемой приемником. Кроме того, повышается уровень шумов приемника, пропорциональных корню квадратному из площади чувствительного слоя.

Влияние случайных расширений пучка зависит от соотношения размеров передающей и приемной апертур. Как видно из рис. 4.5, при увеличении площади приемной апертуры потери мощности из-за расширения пучка уменьшаются. Причем при одном и том же размере приемной апертуры потери мощности больше, когда увеличивается размер передающей апертуры, т. е. диаметр пучка на выходе передающей оптической системы.

Дисперсия сигнала, связанная с изменением интенсивности излучения, обратно пропорциональна площади приемной апертуры. Поэтому для уменьшения статистических изменений тока с фотодетектора необходимо увеличивать диаметр входного зрачка по сравнению с размером сечения пучка в плоскости призма. Это явление известно как апертурное усреднение. В предельном случае, когда апертура охватывает весь принимаемый пучок, искажений тока сигнала из-за флуктуаций интенсивности излучения не будет. Если осуществляется прямое фотодетектирование сигнала, то увеличение размера приемной апертуры не только уменьшает величину пульсаций, но и увеличивает средний ток сигнала.

При гетеродинном приеме сигнала ток с фильтра промежуточной частоты зависит не только от флуктуаций амплитуды, но и от флуктуаций фазы несущей частоты. Поэтому дисперсия тока сигнала зависит от коэффициента апертурного усреднения и коэффициента искажения фазы. При возрастании диаметра приемной

апертуры флуктуации интенсивности уменьшаются, а флуктуации фазы возрастают. Таким образом, существует некоторая оптимальная величина диаметра приемной апертуры, при которой дисперсия сигнала имеет минимальное значение. В большинстве случаев оптимальным диаметром апертуры является величина, приблизительно равная размеру фазовой когерентности r_0 (4.13) [6].

4.4. Ослабление излучения лазеров в воде и космосе

Вопрос о закономерностях распространения излучения лазеров в воде с каждым годом приобретает все более важное значение. Это связано с возрастанием роли подводного мира в жизнедеятельности человека. Разработка полезных ископаемых на морском дне, проведение гидротехнических работ, связь между подводными объектами, а в недалеком будущем и геодезические работы под водой требуют применения приборов с использованием лазеров.

Исследования затухания излучения лазеров в морской воде показали, что показатель ослабления сильно зависит от состава морской воды и наличия в ней взвешенных частиц (в том числе планктона). Сильно выражена также зависимость ослабления от длины волны λ . На рис. 4.9 представлены зависимости показателя ослабления κ от λ , причем кривые сграницивают область возможных значений κ , полученных разными авторами при проведении исследований в различной по свойствам морской воде. Как видно из рисунка, предельные значения κ отличаются почти на порядок, но минимум величины κ находится примерно в области $\lambda=0,5$ мкм.

Сильное различие значений показателя ослабления, по-видимому, объясняется только различным содержанием в воде примесей, так как в воде без взвесей ослабление почти полностью определяется поглощением [192].

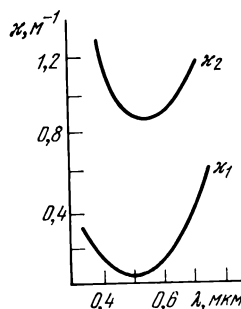


Рис. 4.9. Зависимость показателя ослабления излучения от длины волны в морской воде.

Поглощение примерно одинаково для всех водных бассейнов и имеет характерную зависимость от длины волны излучения. Интенсивность же рассеянного излучения практически не зависит от λ .

Вследствие большой величины показателя ослабления, дальность действия систем под водой слабо зависит от мощности излучателя и шумов приемника. Например, увеличение мощности излучения или уменьшение шума в 10 раз приведет к изменению дальности всего на 5—10%. Расчет дальности можно вести по формуле

$$L = -(2,3/\kappa) \lg (q P_{\text{ш}}/P),$$

где P и $P_{\text{ш}}$ — соответственно мощность излучателя и шума приемника; q — заданная величина отношения сигнал/шум.

Показатель ослабления морской воды в области минимального ослабления ($\lambda=0,50\text{--}0,55$ мкм) для различных акваторий лежит в пределах $0,12\text{--}1,4$ м⁻¹ [13], причем показатель рассеяния может составлять 60—90% от этой величины. Экспериментально установлено, что в чистой воде океанов при $\lambda=0,48$ мкм коэффициент поглощения составляет $0,02$ м⁻¹, а коэффициент рассеяния — $0,03$ м⁻¹ [192]. В вертикальном направлении морская вода обычно не является однородной.

Рассеяние в воде обусловлено главным образом частицами крупного размера, вследствие чего индикатриса рассеяния имеет остронаправленную форму. При единичном акте рассеяния примерно половина всей переизлученной энергии сосредоточена в конусе с углом при вершине 5° , а в заднюю полусферу рассеивается всего лишь 3% всей падающей энергии. Поэтому индикатриса рассеяния является сильно асимметричной.

Таким образом, дальность действия систем под водой зависит от длины волны излучения. В качестве лазеров, излучение которых меньше всего ослабляется в морской воде, можно использовать газовый лазер на аргоне ($\lambda \approx 0,5$ мкм), гранатовый или стеклянный лазер на неодиме, работающий в режиме получения второй гармоники ($\lambda=0,53$ мкм). Имеются сообщения о разработке полупроводниковых лазеров с $\lambda \approx 0,5$ мкм. Максимальная величина используемой под водой мощности ограничивается плотностью, при которой происходит закипание воды или ее ионизация. По теоретическим оценкам эта плотность составляет $10^{10}\text{--}10^{13}$ Вт/см², при этом градиент достигает 10^8 В/см.

В заключение главы кратко охарактеризуем ослабление излучения в космическом пространстве. Достоверных данных об ослаблении излучения в космическом пространстве пока нет. Основное влияние на ослабление, по-видимому, оказывают частицы межпланетной и межзвездной пыли, средняя плотность которой в окрестностях Солнца составляет $1,4 \cdot 10^{-26}$ г/см³. Некоторое влияние на работу оптической системы в космосе оказывают частицы метеоритов, которые, ударяясь об оптические поверхности, производят матирующее действие, уменьшая прямо пришедшее излучение и увеличивая рассеяние. Эффект сказывается через несколько лет работы и более заметен для преломляющих поверхностей, чем для зеркальных, и в видимой части спектра больше, чем в длинноволновой. Считается, что ослаблением излучения на высотах больше 50 км можно пренебречь [4].

Выбор и расчет параметров приемников излучения в ОЭП с лазерами

5.1. Расчет спектральной чувствительности и порога чувствительности приемников излу- чения

Параметры приемников [193—197], приводимые в паспорте на прибор, в конкретных условиях работы могут изменяться. Наиболее важное значение имеет изменение чувствительности приемника к реальному излучателю по сравнению с чувствительностью к эталонному излучателю. Изменение чувствительности может произойти за счет изменения спектрального состава излучения, его временных характеристик и интенсивности. Снижение чувствительности происходит также при работе в условиях фоновых засветок. Эти особенности необходимо учитывать как при работе приемников по излучению лазеров, так и по тепловому излучению.

5.1.1. Расчет при известных интегральных значениях параметров. Обычно при измерении чувствительности приемника пользуются эталонными источниками излучения. К ним относятся: источник типа А — вольфрамовая лампа накаливания с цветовой температурой нити накала $T=2854$ К; источники типа Б и В — то же с температурой нити накала 2500 и 2360 К соответственно; черное тело с температурой 373; 500 и 573 К. С помощью источников типа А, Б и В калибруются фотомножители и другие приемники, чувствительные в видимой области спектра, а с помощью черного тела (ЧТ) — приемники, чувствительные в длинноволновой области спектра, обычно фоторезисторы.

Наиболее часто в качестве эталонных источников, используемых при калибровке приемников излучения, применяют источник А и ЧТ. Относительное распределение спектральной плотности излучения этих источников показано на рис. 5.1. Для перехода к абсолютным величинам необходимо знать абсолютные значения спек-

тральной интенсивности плотности излучения в максимуме $M_{\lambda \max}$ кривых их излучательной способности: $2,44 \cdot 10^2$ при 2854 К; $9,35 \cdot 10^{-3}$ при 373 К; $4,05 \cdot 10^{-2}$ при 500 К; $8 \cdot 10^{-2}$ Вт·см⁻²·мкм⁻¹ при 573 К [198].

Получающаяся при измерениях чувствительность характеризует реакцию приемника на поток сложного спектрального состава и называется интегральной. Интегральная чувствительность выражается либо в В/Вт или В/лм — вольтовая чувствительность, либо в А/Вт или А/лм — токовая чувствительность. Измерение спектральной чувствительности, т. е. чувствительности, характеризующей реакцию приемника на монохроматический поток, представляет известные трудности [199]. Поэтому вместо спектральной чувствительности пользуются относительной спектральной чувствительностью

$$s_{\lambda} = S_{\lambda} / S_{\lambda \max},$$

где S_{λ} — спектральная чувствительность на λ ; $S_{\lambda \max}$ — спектральная чувствительность в максимуме кривой чувствительности приемника.

Значения $s(\lambda)$ для каждого конкретного приемника приводятся в виде графиков, построенных в относительных единицах. Они дают возможность судить лишь о диапазоне спектра, где можно использовать приемник. Для одного и того же приемника график спектральной чувствительности показывает, как приемник реагирует на излучение с той или иной λ . Но для приемников с разными спектральными характеристиками такая оценка невозможна. Может оказаться, что при одной и той же относительной спектральной чувствительности к излучению определенной λ абсолютные спектральные чувствительности двух приемников будут совершенно различны. Их сравнение можно провести, только зная спектральные чувствительности.

Значение спектральной чувствительности приемника можно рассчитать, если известны кривая относительной

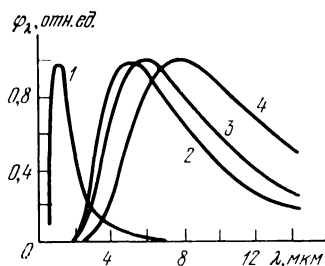


Рис. 5.1. Относительное распределение спектральной плотности излучения различных источников:

1 — источник А; 2 — ЧТ при $T = 573$ К; 3 — ЧТ при $T = 500$ К; 4 — ЧТ при $T = 373$ К.

спектральной чувствительности, спектр излучения эталонного источника и значение интегральной чувствительности S приемника к этому излучателю. Поскольку величина спектральной чувствительности меняется в соответствии с графиком относительной спектральной чувствительности, то целесообразно находить ее значение в максимуме чувствительности приемника, $S_{\lambda \max}$.

Тогда нетрудно найти значение S_{λ} и для любой интересующей нас λ :

$$S_{\lambda} = S_{\lambda \max} s_{\lambda},$$

где s_{λ} — относительная спектральная чувствительность на выбранной длине волны.

Величину $S_{\lambda \max}$ можно найти по формуле

$$S_{\lambda \max} = S \left[\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) d\lambda \right] / \left[\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) s(\lambda) d\lambda \right], \quad (5.1)$$

где φ_{λ} — спектральная плотность лучистого потока.

Если падающая энергия представляет собой световой поток, то по аналогии с (5.1) можно записать

$$S_{\lambda \max} = K_{\lambda \max} S \left[\int_{0,4}^{0,8} V(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda \right] / \left[\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) s(\lambda) d\lambda \right], \quad (5.2)$$

где $V(\lambda)$ — коэффициент относительной видности глаза, $K_{\lambda \max} = 683 \text{ лм/Вт}$ — значение видности в максимуме чувствительности глаза.

Другой характеристикой приемника для монохроматического потока является монохроматический пороговый поток $\Phi_{\lambda \Pi}$, который для $s(\lambda) = 1$ равен

$$\Phi_{\lambda \Pi \max} = \Phi_{\Pi} \left[\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) s(\lambda) d\lambda \right] / \left[\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) d\lambda \right], \quad (5.3)$$

для светового потока

$$\Phi_{\lambda \Pi \max} = \Phi_{\Pi} \left[\int_0^{\infty} \varphi(\lambda) s(\lambda) d\lambda \right] / \left[683 \int_{0,4}^{0,8} V(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda \right]. \quad (5.4)$$

Монохроматический пороговый поток для интересующей нас λ можно затем определить как $\Phi_{\lambda \Pi} = \Phi_{\lambda \Pi \max} / s_{\lambda}$. При-

нимаем следующую методику для расчета выражений (5.1)—(5.4) [200]. Прежде всего заметим, что поскольку величина спектральной плотности $\varphi(\lambda)$ входит и в числитель, и в знаменатель этих формул и связана с величиной $M(\lambda)$ через площадь, то указанные формулы справедливы, если вместо $\varphi(\lambda)$ взять $M(\lambda)$. Если интегральная чувствительность и порог чувствительности определялись по ЧТ, то для расчета $\int_0^{\infty} M(\lambda) s(\lambda) d\lambda$ следует воспользоваться значениями $M(\lambda)$ для ЧТ, которые приводятся в таблице (см. например табл. 5.1 [201]), или можно воспользоваться единой изотермической кривой (рис. 7 в [3]). Значения $M(\lambda)$ берутся в абсолютных единицах. Их можно найти также из рис. 5.1, используя данные для $M_{\lambda \max}$. Интеграл обычно заменяется суммой

$$\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda) s(\lambda) \Delta\lambda,$$

где пределы λ_1 и λ_2 определяются границами спектральной чувствительности либо приемника, либо фильтра.

Интеграл $\int_0^{\infty} M(\lambda) d\lambda$ можно заменить выражением σT^4 ,

где σ — постоянная Стефана-Больцмана; T — абсолютная температура. Таким образом,

$$S_{\lambda \max} = S \frac{\sigma T^4}{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda) s(\lambda) \Delta\lambda};$$

$$\Phi_{\lambda \text{ и } \max} = \Phi_{\Pi} \frac{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(\lambda) s(\lambda) \Delta\lambda}{\sigma T^4_{\lambda}}.$$

Размерности $S_{\lambda \max}$ и $\Phi_{\lambda \text{ и } \max}$ совпадают с размерностями S и Φ_{Π} .

Если интегральная чувствительность и пороговый поток измерялись по отношению к лампе накаливания (например, источнику А), то для расчета $\int_{0,4}^{0,8} V(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda$

необходимо найти $\varphi(\lambda)$, т. е. знать кривую спектрального распределения лучистой энергии соответствующего источника. Кривая спектральной плотности излучения источника А приведена на рис. 5.2.

Интеграл следует заменить $\sum_{0,4}^{0,8} V(\lambda) \varphi(\lambda)$, вычисленной при некотором выбранном диапазоне $\Delta\lambda$. Затем $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) s(\lambda) d\lambda$ заменяется $\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) s(\lambda)$ при этом же значении $\Delta\lambda$. Границы суммирования определяются границей пропускания материала колбы лампы и спектральной

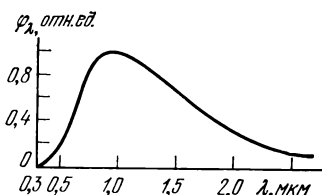


Рис. 5.2. Спектральная плотность излучения источника А.

характеристикой приемника. При вычислении сумм значения $V(\lambda)$, $\varphi(\lambda)$ и $s(\lambda)$ берутся в относительных единицах, поэтому $\varphi(\lambda) \equiv M(\lambda)$. Таким образом,

$$S_{\lambda \max} = \frac{683 \sum_{0,4}^{0,8} V(\lambda) \varphi(\lambda)}{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} s'(\lambda) \varphi(\lambda)};$$

$$\Phi_{\lambda \text{ п max}} = \Phi_{\text{п}} \frac{\sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \varphi(\lambda)}{683 \sum_{0,4}^{0,8} V(\lambda) \varphi(\lambda)}.$$

Если величина S была выражена в А/лм или В/лм, то $S_{\lambda \max}$ — в А/Вт или В/Вт. Если пороговый поток был задан в люменах, то $\Phi_{\lambda \text{ п max}}$ — в ваттах. Значения $S_{\lambda \max}$ и $\Phi_{\lambda \text{ п max}}$ для различных приемников излучения приведены в приложении 3.

Обратное отношение интегралов в (5.1) представляет собой долю сложного лучистого потока, падающего на приемник, являющегося для приемника эффективным. Это отношение называется коэффициентом использования лучистого потока K . Тогда, отношение интегралов в (5.1) представляет собой $1/K$. Коэффициенты использования лучистого потока определяются методом численного интегрирования.

Если их значения известны, то определить $S_{\lambda \max}$ и $\Phi_{\lambda \max}$ просто:

$$S_{\lambda \max} = S/K \text{ или } S_{\lambda \max} = 683S\eta/K; \quad (5.5)$$

$$\Phi_{\lambda \max} = \Phi_{\text{п}}K \text{ или } \Phi_{\lambda \max} = F_{\text{п}}K/683\eta,$$

где η — коэффициент использования глазом излучения данного источника; $F_{\text{п}}$ — световой пороговый поток. Величины K и η для многих приемников по отношению к различным источникам даны в [194].

Таблица 5.1

Тип фоторезистора и его рабочая температура	S			$S_{\lambda \max}/S$		
	373 К	500 К	573 К	373 К	500 К	573 К
PbS (293 К)	0,033	0,5	1	1100	80—100	40—50
PbS (77 К)	0,08	0,6	1	140	25	15
PbSe (293 К)	1	4,5	6,7	45—70	10—15	7—10
PbSe (77 К)	1	2—3,5	4—6	9—13	4—5	3,0
InSb (77 К)	1	2,75	3,75	15,8	5,8	4,2
Ge: Au (77 К)	1	2	—	5	2,5	—

Для некоторых типов фоторезисторов известны ориентировочные значения коэффициентов, с помощью которых можно рассчитать чувствительность приемника к излучению другого эталонного источника, если принять за единицу его чувствительность к одному эталонному источнику, а также рассчитать отношение $S_{\lambda \max}/S$ для заданного эталонного источника. В табл. 5.1 приводятся значения этих коэффициентов. Разброс в приведенных величинах объясняется отличием спектральных характеристик приемников, изготавливаемых по разной технологии [199].

Часто пороговый поток приводится к единичной площади чувствительного слоя приемника и единичной полосе пропускания усилительного тракта, стоящего за приемником: $\Phi^*_{\text{п}} = \Phi_{\text{п}} / \sqrt{A \Delta f}$, где A — площадь чувствительной площадки, см^2 ; Δf — полоса пропускания, Гц. Очевидно, что все соображения по пересчету монохроматического порогового потока и изменению его размерности остаются справедливыми, если вместо $\Phi_{\text{п}}$ использовать $\Phi^*_{\text{п}}$. Например, размерность $\Phi^*_{\text{п, max}}$ может быть в $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. В США часто пользуются обратной величиной $\Phi^*_{\text{п}}$, которая называется обнаружительной способностью $D^* = 1/\Phi^*_{\text{п}}$. Спектральная обнаружительная способность, очевидно, будет равна $D^*_{\lambda \text{ max}} = 1/\Phi^*_{\lambda \text{ max}}$.

5.1.2. Расчет при импульсном воздействии сигнала.

Если поток модулирован по интенсивности или действует в виде импульса, то реакция приемника изменяется. Динамические свойства приемника описываются с помощью переходной и импульсной характеристик [194].

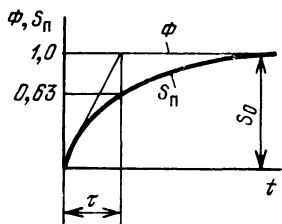


Рис. 5.3. Переходная характеристика приемника излучения.

Переходная характеристика определяет нарастание тока или напряжения на выходе приемника при действии на него постоянного потока (рис. 5.3). Практически можно считать, что переходной процесс заканчивается через

некоторое время, которое называется постоянной времени приемника τ . Обычно за постоянную времени принимают отрезок времени, в течение которого выходной параметр достигает $1 - e^{-1} = 63\%$ своего полного значения. Если принять, что связь между лучистым потоком и напряжением на выходе приемника может быть записана в виде

$$\tau \frac{dU}{dt} + U(t) = S_0 \Phi(t), \quad (5.6)$$

то переходная характеристика может быть найдена из решения этого дифференциального уравнения

$$U(t) = S_0 \Phi(t) = S_0 (1 - e^{-t/\tau})$$

при $\Phi(t) = 1(t)$.

Это уравнение экспоненты, имеющей асимптоту S_0 .

Импульсная характеристика $S_{\text{н}}(t)$ определяет реакцию приемника на единичный импульс лучистого потока $\Phi(t) = \delta(t)$. Из уравнения (5.6) имеем

$$U(t) = S_{\text{н}}(t) = \frac{S_0}{\tau} e^{-t/\tau}$$

при $\Phi(t) = \delta(t)$.

С помощью импульсной характеристики можно найти изменение тока (напряжения) на выходе приемника при воздействии потока в виде произвольной функции времени [194]

$$U(t) = \int_0^t S_{\text{н}}(t) \Phi(t - t') dt'$$

или

$$U(t) = \int_0^t S_{\text{н}}(t - t') \Phi(t') dt',$$

где t' — сдвиг во времени.

Для синусоидального лучистого потока с амплитудой Φ_0 решение уравнения (5.6) имеет вид

$$U(t) = [\Phi_0 S_0 / \sqrt{1 + (\omega\tau)^2}] e^{j(\omega t + \varphi)}.$$

Сомножитель в квадратных скобках показывает изменение амплитуды $U(t)$ в зависимости от частоты ω . Таким образом, при $\omega = 0$ получаем максимально возможную амплитуду $U(t) = \Phi_0 S_0$, а с увеличением частоты она падает. Эта зависимость называется частотной характеристикой приемника, и ее следует учитывать при $\omega\tau \gg 1$.

При импульсном действии потока зависимость напряжения на выходе приемника от времени будет иметь вид, показанный на рис. 5.4 [194]. Нарастание напряжения характеризуется зависимостью

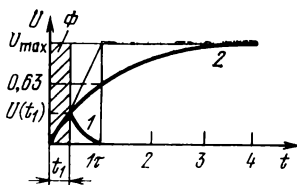


Рис. 5.4. К определению величины сигнала с выхода приемника при импульсном воздействии лучистого потока (1) и при $t_1 \rightarrow \infty$ (2).

$$U(t) = U_{\text{max}} (1 - e^{-t/\tau}) \quad \text{при } t \leq t_1,$$

$$U(t) = U(t_1) e^{-(t-t_1)/\tau} = U_{\text{max}} e^{-t/\tau} (e^{t_1/\tau} - 1) \quad \text{при } t > t_1,$$

где t_1 — длительность импульса; U_{\max} — максимальная амплитуда напряжения (при $t \rightarrow \infty$). Таким образом, если длительность импульса меньше постоянной времени приемника, то сигнал на выходе приемника не достигает своего максимально возможного значения. Влияние постоянной времени на амплитуду сигнала можно рассматривать как уменьшение чувствительности приемника или как ухудшение пороговой чувствительности (увеличение порогового потока). Если на приемник воздействует поток в виде импульса длительностью t_1 , то чувствительность и порог чувствительности приемника излучения можно рассчитать как

$$S_{\lambda \max}^{\text{н}} = S_{\lambda \max} (1 - e^{-t_1/\tau});$$

$$\Phi_{\lambda \text{п} \max}^{\text{н}} = \Phi_{\lambda \text{п} \max} / (1 - e^{-t_1/\tau}).$$

При работе с лазерами приемник может работать в условиях больших потоков. В этих случаях необходимо учитывать зависимость интегральной и спектральной чувствительности приемника от величины падающего на него лучистого потока, так называемую энергетическую (световую) характеристику приемника $S=f(\Phi)$. При небольших значениях падающего потока энергетические характеристики линейны, причем у разных типов приемников величина линейной зоны различна. При дальнейшем увеличении потока чувствительность приемника уменьшается. Энергетические характеристики приемника обычно не приводятся в паспорте на прибор, поэтому их приходится определять экспериментально.

5.1.3 Расчет спектральной чувствительности и порога чувствительности, выраженных в квантах. Квантовой эффективностью q приемника называется отношение числа квантов, активно поглощенных чувствительным слоем, т. е. выбивших фотоэлектроны, к общему числу упавших на чувствительный слой квантов

$$q = N_{\text{эфф}} / N. \quad (5.7)$$

Поскольку один квант выбивает не более чем один фотоэлектрон, то число эффективных квантов равно числу выбитых фотоэлектронов $N_{\text{эфф}} = N_{\text{фэ}}$. Выбитые фотоэлектроны образуют ток на выходе приемника

$$I = N_{\text{фэ}} e / \Delta t, \quad (5.8)$$

где e — заряд электрона. Число квантов в потоке монохроматического излучения величиной Φ_λ равно

$$N = \Phi_\lambda \Delta t / h\nu = \Phi_\lambda \lambda \Delta t / hc, \quad (5.9)$$

где Δt — время действия лучистого потока.

С учетом выражений (5.7) — (5.9) можно выразить квантовую эффективность приемника к монохроматическому лучистому потоку: $q_\lambda = Ihc / \Phi_\lambda e\lambda$.

Если спектральная токовая чувствительность приемника $S_\lambda = I / \Phi_\lambda$ известна, то $q_\lambda = S_\lambda hc / e\lambda$. Подставляя сюда значения h , c и e , получаем

$$q_\lambda = S_\lambda (1,242 / \lambda),$$

где λ — длина волны, мкм; S_λ — в А/Вт. Так как $q_{\lambda_{\max}} = S_{\lambda_{\max}} (1,242 / \lambda_{\max})$, то распределение $q(\lambda)$ по спектру будет иметь вид

$$q(\lambda) = q_\lambda / q_{\lambda_{\max}} = (\lambda_{\max} / \lambda) s(\lambda).$$

откуда

$$q_\lambda = q_{\lambda_{\max}} (\lambda_{\max} / \lambda) s(\lambda).$$

Таким образом, спектральное распределение квантовой эффективности зависит не только от относительной спектральной чувствительности приемника, но и от λ падающего излучения и положения максимума чувствительности приемника на шкале длин волн.

Квантовая пороговая чувствительность выражается числом квантов в единицу времени, соответствующим пороговому потоку приемника излучения. Из выражения (5.9) следует, что

$$N_{\lambda_{\text{п}}} = \frac{\Phi_{\lambda_{\text{п}}}}{hc} \lambda \Delta t \quad \text{или} \quad N_{\lambda_{\text{п}}} = 5,03 \cdot 10^{18} \Phi_{\lambda_{\text{п}}} \lambda \Delta t.$$

Если известен порог чувствительности приемника по отношению к эталонному излучателю, то для $s(\lambda) = 1$, т. е. в максимуме чувствительности приемника,

$$N_{\lambda_{\text{пmax}}} = 5,03 \cdot 10^{18} \Phi_{\text{п}} K_{\text{эт}} \lambda_{\text{пmax}} \Delta t$$

или для светового потока

$$N_{\lambda_{\text{пmax}}} = 5,03 \cdot 10^{18} \Phi_{\text{п}} (K_{\text{эт}} / 683 \eta_{\text{эт}}) \lambda_{\text{пmax}} \Delta t.$$

Излучатель	η	Значения коэффициента K для			
		C-1	C-2	C-3	C-4
Эталонный источник	0,0243	0,208	0,0178	0,0188	0,0416
А Солнечное излучение	0,427	0,427	0,193	0,300	0,334

Распределение по спектру квантовой пороговой чувствительности можно получить из выражения $N(\lambda)_n = N_{\lambda n} / N_{\lambda \text{пmax}} = \lambda / \lambda_{\text{max}} s(\lambda)$, откуда $N_{\lambda n} = N_{\lambda \text{пmax}} [\lambda / \lambda_{\text{max}} s(\lambda)]$.

5.1.4. Расчет порога чувствительности с учетом фоновой засветки. Методика расчета применима к фотоэлементам и фотоумножителям (ФЭУ) и приводится из работы [194]. В отсутствие фона пороговая чувствительность ФЭУ выражается как

$$F_{\text{п}} = \sqrt{5I_{\text{т}} e \Delta f / S_{\text{ФЭУ}} S_{\text{фк}}}, \quad *) \quad (5.10)$$

где $S_{\text{ФЭУ}}$ — световая чувствительность ФЭУ к эталонному излучателю; $S_{\text{фк}}$ — световая чувствительность фотокатода ФЭУ к этому же излучателю; $I_{\text{т}}$ — анодный темновой ток ФЭУ; Δf — полоса пропускания усилительного тракта.

При наличии фоновой засветки по аналогии с (5.10) можно записать

$$\begin{aligned} F_{\text{пф}} &= \sqrt{\frac{5e(I_{\text{т}} + I_{\text{тф}}) \Delta f}{S_{\text{ФЭУ}} S_{\text{фк}}}} = \\ &= \sqrt{\frac{5eI_{\text{т}} \Delta f}{S_{\text{ФЭУ}} S_{\text{фк}}}} \sqrt{1 + \frac{I_{\text{тф}}}{I_{\text{т}}}} = F_{\text{п}} \sqrt{1 + \frac{I_{\text{тф}}}{I_{\text{т}}}}, \end{aligned}$$

где $I_{\text{тф}}$ — ток ФЭУ, обусловленный фоновой засветкой.

Воспользовавшись (5.5), напомним выражение для расчета монохроматического порогового потока ФЭУ, работающего в условиях фоновой засветки

$$\Phi_{\lambda \text{пф}} = \frac{F_{\text{п}}}{683 \eta_{\text{эт}}} \frac{K_{\text{эт}}}{s(\lambda)} \sqrt{1 + \frac{I_{\text{тф}}}{I_{\text{т}}}}. \quad (5.11)$$

*) Выражение (5.10) справедливо для ФЭУ с электростатической фокусировкой при постоянной, равной 1,5.

различных типов спектральных характеристик фотокатодов								
C-5	C-6	C-7	C-8	C-9	C-11	C-13	C-15	
0,0439	0,0158	0,0473	0,0176	0,0172	0,0418	0,0330	0,0114	
0,325	0,240	0,380	0,241	0,274	0,325	0,335	0,240	

Все величины, входящие в (5.11), либо известны из паспорта ФЭУ, либо легко рассчитываются. Величину фототока при наличии фона можно рассчитать по формуле

$$I_{\text{тф}} = S_{\text{ФЭУф}} F_{\text{ф}},$$

где $S_{\text{ФЭУф}} = S_{\text{ФЭУ}} (K_{\text{ф}} \eta_{\text{эт}} / K_{\text{эт}} \eta_{\text{ф}})$ — световая интегральная чувствительность ФЭУ к излучению фона; $K_{\text{ф}}$ и $\eta_{\text{ф}}$ — коэффициенты использования излучения фона приемником и глазом; $K_{\text{эт}}$ и $\eta_{\text{эт}}$ — то же для эталонного источника.

С другой стороны $I_{\text{тф}} = S'_{\text{ФЭУф}} \Phi_{\text{ф}}$,

где $S'_{\text{ФЭУф}} = S_{\text{ФЭУ}} (K_{\text{ф}} / K_{\text{эт}}) 683 \eta_{\text{эт}}$ — интегральная чувствительность ФЭУ к лучистому потоку фона.

Таким образом, порог чувствительности ФЭУ по эталонному излучателю при наличии фона составит

$$F_{\text{пф}} = \sqrt{\frac{5e I_{\text{т}} \Delta f}{S_{\text{ФЭУ}} S_{\text{фк}}}} \sqrt{1 + \frac{F_{\text{ф}} S_{\text{ФЭУ}} K_{\text{ф}} \eta_{\text{эт}}}{I_{\text{т}} K_{\text{эт}} \eta_{\text{ф}}}}.$$

Наконец, из выражения (5.11) найдем величину монохроматического порогового потока ФЭУ при наличии фоновой засветки

$$\Phi_{\text{лпф}} = \frac{K_{\text{эт}}}{683 \eta_{\text{эт}} s(\lambda)} \sqrt{\frac{5e I_{\text{т}} \Delta f}{S_{\text{ФЭУ}} S_{\text{фк}}}} \sqrt{1 + \frac{S'_{\text{ф}} \Phi_{\text{ФЭУ}} \Phi_{\text{ф}}}{I_{\text{т}}}} \quad (5.12)$$

или

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{лпф}} = & \frac{1}{683 \eta_{\text{эт}}} \frac{K_{\text{эт}}}{s(\lambda)} \sqrt{\frac{5e I_{\text{т}} \Delta f}{S_{\text{ФЭУ}} S_{\text{фк}}}} \times \\ & \times \sqrt{1 + \frac{683 \Phi_{\text{ф}} S_{\text{ФЭУ}} \eta_{\text{эт}} (K_{\text{ф}} / K_{\text{эт}})}{I_{\text{т}}}}. \end{aligned} \quad (5.13)$$

При расчете по формулам (5.12) и (5.13) необходимо знать соответствующие коэффициенты использования излучения фона фотокатодом и глазом. Значения коэффициентов использования солнечного фонового излучения различными типами фотокатодов приведены в табл. 5.2. Здесь же приведены значения K к излучению эталонного источника A и коэффициента использования η эталонного и солнечного излучения глазом.

Очевидно, что при работе по излучению лазеров в условиях фоновых засветок целесообразно выбирать такой приемник, который при прочих равных условиях имеет наибольшую спектральную чувствительность к излучению лазера и наименьшую интегральную чувствительность к излучению фона. При наличии перед приемником узкополосного светофильтра, конечно, следует принимать во внимание лишь спектральную чувствительность, которая будет примерно одинаковой как для излучения лазера, так и для излучения фона.

5.2. Основные типы приемников излучения

Основными типами приемников в ОЭП являются фотозлементы и фотоумножители, фоторезисторы, фотодиоды и тепловые приемники (болометры, термоэлементы и пирозлектрические приемники излучения). Все они, в зависимости от конкретного назначения прибора, могут быть использованы и в том случае, когда источником излучения является лазер. Выбор приемника определяется многими факторами: чувствительностью, способностью работать в условиях фоновых засветок и при больших перепадах полезного излучения, габаритами, необходимостью питания и его видом, постоянной времени, размером чувствительной площадки и другими параметрами и характеристиками.

Разработчику ОЭП необходимо знать специфические особенности каждого типа приемника, чтобы правильно использовать их для решения поставленной задачи. Свойства и основные параметры ОЭП во многом определяются характеристиками используемого приемника. Например, увеличения дальности работы прибора целесообразнее добиваться оптимальным выбором приемника, а не увеличением мощности излучения лазеров, поскольку лазеры имеют очень большие габариты и потребляют гораздо больше энергии, чем приемник.

5.2.1. Фотоэлементы. Принцип действия фотоэлементов (ФЭ), как известно, основан на явлении внешнего фотоэффекта. Основными частями ФЭ являются фотокатод (чувствительный слой) и анод, заключенные в баллон из стекла или кварца, из которого откачан воздух. Между катодом и анодом приложено питающее напряжение. Чувствительность ФЭ и спектральные границы его работы определяются составом примененного фотокатода. Однако коротковолновая граница чувствительности может определяться и материалом, из которого изготовлен баллон ФЭ.

Несмотря на большой диапазон изменения характеристик ФЭ, все же их можно характеризовать некоторыми средними значениями. Основными типами спектральных характеристик ФЭ являются (С-1)—(С-15) (рис. 5.5). Пределы спектральной чувствительности известных ФЭ составляют 0,3—1,1 мкм (у ФЭ Ф-1—0,215 мкм). Положение максимума спектральной чувствительности колеблется

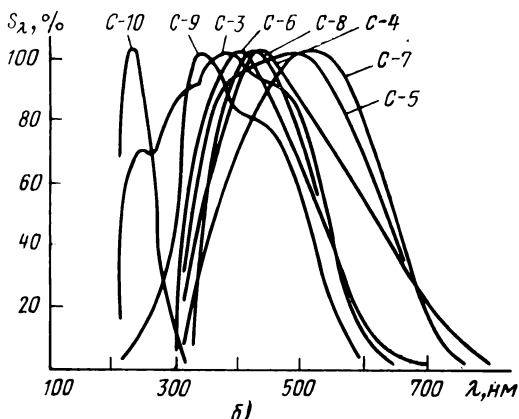
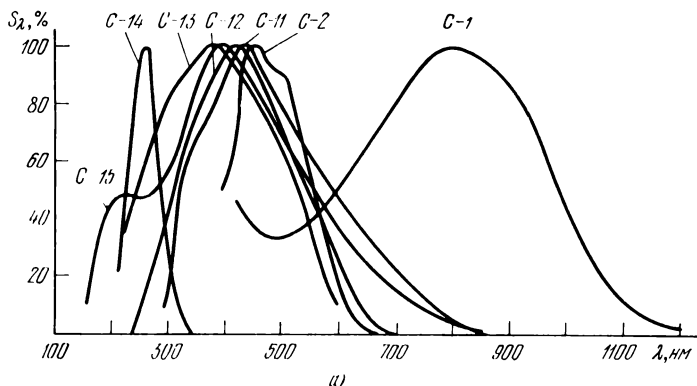


Рис. 5.5. Спектральная чувствительность фотокатодов.

в диапазоне 0,35—0,8 мкм. Рабочее напряжение на фотоэлементах составляет 100—300 В. Интегральная чувствительность зависит от величины приложенного напряжения и колеблется от 70 до 400 мкА/лм. Темновой ток ФЭ также зависит от величины питающего напряжения и меняется для разных приборов от 10^{-7} до 10^{-12} А.

Световые характеристики ФЭ линейны до значений $F \approx 0,3$ лм. Отклонение от линейности наступает тем раньше, чем ниже напряжение питания ФЭ и выше сопротивление нагрузки [202].

Своеобразной характеристикой фотоэлементов является так называемое «утомление», которое заключается в уменьшении чувствительности фотокатода при длительном облучении. «Утомление» приводит к изменению спектральной характеристики, так как она уменьшается в длинноволновой части спектра.

5.2.2. Фотоумножители. Принцип действия фотоумножителей (ФЭУ) заключается в усилении тока фотокатода путем вторичной эмиссии электронов на промежуточных анодах (эмиттерах) перед его попаданием на анод ФЭУ. Усиление обеспечивается подбором напряжений, подаваемых на эмиттеры, таким образом, чтобы коэффициент вторичной эмиссии был больше единицы. Для сбора электронов, эмиттируемых предыдущим эмиттером (или фотокатодом), на последующем эмиттере применяются специальные фокусирующие электроды. Фотокатод, анод, эмиттеры и фокусирующие электроды заключены в баллон, из которого откачан воздух.

Питающее напряжение ФЭУ составляет от 700—900 В до 1800—2300 В в зависимости от типа ФЭУ. Спектральная характеристика ФЭУ определяется типом спектральной характеристики фотокатода (рис. 5.5). Нижняя граница кривой спектральной чувствительности ФЭУ определяется пропусканием материала, из которого сделан баллон приемника, а верхняя — длинноволновой границей фотоэффекта данного фотокатода. Существует 15 типов спектральных характеристик. Максимумы спектральной чувствительности могут смещаться в некоторых пределах. При этом границы чувствительности остаются примерно теми же самыми, а вид спектральной характеристики изменяется. В приложении 3 указано, какие ФЭУ обладают той или иной спектральной характеристикой.

Чувствительность ФЭУ характеризуется интегральной чувствительностью фотокатода и интегральной анодной чувствительностью. Между ними существует связь

$$S_{\text{ФЭУ}} = S_{\text{фк}} M,$$

где M — коэффициент усиления ФЭУ. Чувствительность фотокатода зависит от его физико-химического состава и питающего напряжения и колеблется в основном от 15 до 70 мкА/лм. Анодная чувствительность зависит от коэффициента усиления, который определяется значением питающего напряжения. Поэтому $S_{\text{ФЭУ}}$ для одного и того же образца сильно меняется. Для некоторых ФЭУ эти изменения составляют от 1 до 10 А/лм, а для других — до 100 и даже 1000 А/лм.

Значение темнового тока, определяющее в некоторых случаях порог чувствительности ФЭУ, также зависит от питающего напряжения. Для разных ФЭУ темновой ток меняется $5 \cdot 10^{-7}$ — $1 \cdot 10^{-10}$ А. При больших анодных токах (и соответствующих значениях светового потока на входе ФЭУ) ФЭУ может выйти из строя. Поэтому анодная чувствительность (например, 1 А/лм) не отражает реаль-

ных значений потока на входе и тока на выходе ФЭУ. Зона линейности световой характеристики ФЭУ определяется насыщением тока эмиссии. Ток эмиссии зависит от чувствительности фотокатода и, следовательно, от спектрального состава падающего потока. Поэтому зона линейности для монохроматического потока будет иной по сравнению с излучением эталонного источника или источника другого сложного спектрального состава.

Важной характеристикой ФЭУ является площадь (или диаметр) его чувствительного слоя, т. е. фотокатода. Она определяет величину темнового тока, угловое поле системы и габаритный размер ФЭУ. Наиболее распространенные фотокатоды имеют диаметр 15—25 мм. Однако имеются ФЭУ с $\varnothing=5$ мм и $\varnothing=10$ мм, а также с $\varnothing=70$ мм (ФЭУ-52). Некоторые ФЭУ имеют фотокатод в виде прямоугольника с размерами сторон 10×5 мм или 16×5 мм. Обычно фотокатод имеет неодинаковую чувствительность на различных участках своей площади. При калибровке приемника диаметр светового пятна составляет несколько миллиметров. Поэтому если пятно фокусируется на фотокатоде и его размеры меньше 1 мм, то следует учитывать изменение сигнала в зависимости от попадания пятна в то или другое место чувствительного слоя. Неравномерность чувствительности достигает у некоторых фотокатодов 20%.

Постоянная времени ФЭУ менее 10^{-7} с. Полоса пропускания приемника, обратно пропорциональная постоянной времени, определяется разбросом времени пролета электронов внутри ФЭУ и паразитной выходной емкостью. Разброс времени пролета электронов вызывается неодинаковым временем пролета электронов, эмиттированных с разных областей динода из-за пространственной неоднородности электрического поля, и неодинаковой начальной скоростью электронов, эмиттированных одной и той же областью динода. Уменьшение времени пролета приводит и к уменьшению разброса этого времени. Поэтому в современных ФЭУ, особенно используемых в системах оптической связи, стремятся уменьшить число каскадов умножения и применить высокое напряжение между динодами. Фотоумножители улучшенной конструкции имеют постоянную времени менее чем 10^{-9} с, а специально разработанные ФЭУ (например, фотоумножители с магнитной фокусировкой и скрещенными полями) обладают полосой пропускания до 6 ГГц.

Одним из путей увеличения чувствительности фотокатодов, применяемых в ФЭ и ФЭУ, является использование многократного прохождения излучения через фотокатод за счет полного внутреннего отражения на границах раздела стекло — воздух и фотокатод — вакуум [202]. Введение светового луча в фотокатод под нужным углом осуществляется с помощью призм, находящихся в оптическом контакте с плоским входным окном прибора (рис. 5.6). При многократном прохождении через фотокатод излучение почти полностью поглощается, благодаря чему его чувствительность приближается к теоретическому пределу.

Как и в фотоэлементах, фотокатоды в ФЭУ «утомляются» при длительном облучении. Утомление вызывает изменение характеристик ФЭУ в процессе работы, а старение приводит к изменению характеристик с течением времени, независимо от того, работает ФЭУ или нет.

5.2.3. Фоторезисторы. Действие фоторезисторов основано на явлении внутреннего фотоэффекта, который в конечном итоге приводит к изменению электропроводимости вещества под воздействием облучения. Это свойство называется фотопроводимостью. Фотопро-

водимость обнаруживается только у полупроводников и диэлектриков и обусловлена появлением носителей тока (электронов) в свободной зоне, т. е. зоне проводимости. Необходимая для перевода электрона в зону проводимости энергия кванта меньше, чем при внешнем фотоэффекте, когда электрон выбивается из вещества. Поэтому фоторезисторы обладают значительно большей длинноволновой границей, чем фотоэлементы или ФЭУ.

Конструкция фоторезистора включает в себя полупроводниковый слой, нанесенный на подложку из изоляционного материала; контакты, через которые к чувствительному слою подводится питающее напряжение; корпус с защитным окном из материала, прозрачного в данной области спектра, или со светофильтром.

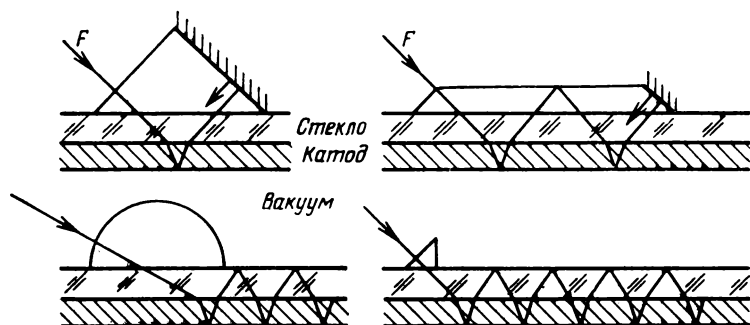


Рис. 5.6. Примеры использования явления полного внутреннего отражения для усиления фототока.

Характеристики фоторезисторов определяются по излучению ЧТ с $T=373$ К или по излучению эталонных ламп. Спектральная чувствительность фоторезисторов зависит от применяемого материала чувствительного слоя и лежит в широких пределах — от видимой до далекой ИК области спектра. Функции относительной спектральной чувствительности некоторых фоторезисторов приведены на рис. 5.7,а. Эта группа фоторезисторов оценивается по воздействию эталонных излучателей типа А или В. Другая группа призмиков, функции спектральной чувствительности которых приведены на рис. 5.7,б, оценивается по излучению ЧТ.

Характеристики фоторезисторов сильно зависят от температуры чувствительного слоя. Охлаждение его до низких температур приводит к увеличению интегральной чувствительности, уменьшению темнового тока, сдвигу спектральной характеристики, изменению темнового сопротивления и постоянной времени. Так, у сурнистосвинцовых фоторезисторов спектральная характеристика сдвигается в длинноволновую область, возрастает темновое сопротивление и постоянная времени.

Рабочее напряжение фоторезисторов колеблется от 4 до 220 В, а максимальное напряжение достигает 400 В. Площадь чувствительного слоя — от сотых долей до десятков квадратных миллиметров. Габариты фоторезисторов невелики и не превышают 2—3 см.

Чувствительность фоторезисторов меняется от 500 до 6000 мкА/лм на каждый вольт рабочего напряжения. Темновой ток

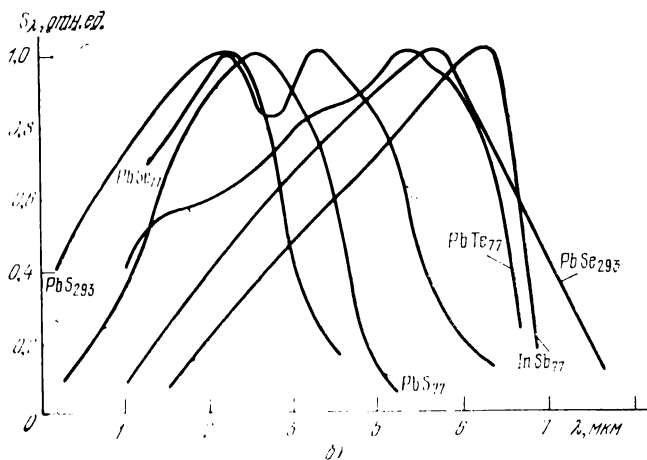
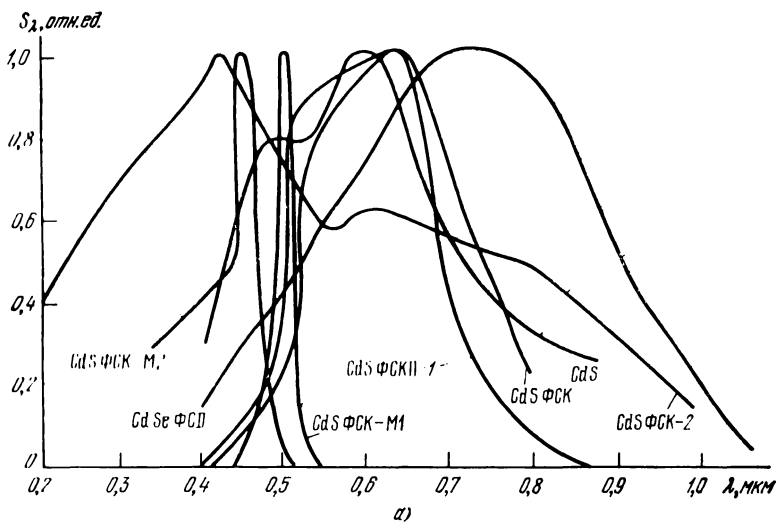


Рис. 5.7. Спектральная чувствительность фоторезисторов в видимой (а) и ИК (б) областях спектра.

зависит от величины рабочего напряжения и составляет в среднем несколько десятков микроампер. Ток на выходе фоторезисторов может достигать единиц миллиампера. Постоянная времени для разных типов фоторезисторов колеблется от 10^{-2} до 10^{-7} с. Фоторезисторы могут работать в широком диапазоне температур. Порог чувствительности фоторезисторов, как и у других приемников, определяется присущими им шумами. К шумам фоторезисторов относятся тепловой, генерационно-рекомбинационный, токовый, радиационный (фотонный).

5.2.4. Фотодиоды и фототриоды. Фотодиоды работают в двух режимах. Вентильный режим характеризуется тем, что при освещении $p-n$ -перехода через его границу проходит ток, вызывающий падение напряжения на нагрузке. Фотодиодный режим отличается от

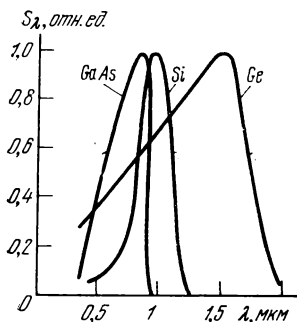


Рис. 5.8. Спектральная чувствительность фотодиодов.

вентильного тем, что к $p-n$ -переходу прикладывается внешнее запирающее напряжение (в обратном направлении). В отсутствие облучения под действием этого напряжения проходит лишь небольшой ток, а при облучении ток увеличивается в зависимости от интенсивности облучения.

Основными характеристиками фотодиодов являются материал чувствительного слоя, область спектральной чувствительности, интегральная чувствительность, темновой ток, постоянная времени, напряжение питания, пороговый поток, площадь чувствительного слоя, температурный интервал работы.

Наибольшее распространение на практике получили германиевые и кремниевые фотодиоды, кроме того, известны фотодиоды на основе полупроводниковых соединений (InAs, CdSe, InSb и др.). Основным преимуществом германиевых и кремниевых фотодиодов является то, что они работают без охлаждения, в то время как другие фотодиоды требуют глубокого охлаждения.

Область спектральной чувствительности германиевых фотодиодов: 0,4—1,9 мкм с максимумом чувствительности на $\lambda = 1,6$ мкм. Их интегральная чувствительность измеряется по эталонному излучению лампы накаливания и составляет 10—20 мА/лм. Темновой ток при комнатной температуре равен нескольким десяткам микроампер, постоянная времени составляет 10^{-5} с. Напряжение питания — несколько десятков вольт, площадь чувствительного слоя — несколько квадратных миллиметров. Порог чувствительности германиевых фотодиодов составляет около 10^{-10} лм, они способны работать в диапазоне температур от -60 до $+60^\circ\text{C}$.

Область спектральной чувствительности кремниевых фотодиодов составляет 0,5—1,2 мкм с максимумом чувствительности на $\lambda = 1,0$ мкм (рис. 5.8). Интегральная чувствительность 3—20 мА/лм, темновой ток — несколько микроампер. Постоянная времени кремниевых фотодиодов — около 10^{-6} с. Напряжение питания — около 20 В, площадь чувствительного слоя — несколько квадратных миллиметров. Пороговый поток — 10^{-10} — 10^{-11} лм. Кремниевые фотодиоды работают в диапазоне температур от -60 до $+80^\circ\text{C}$.

Очень важной характеристикой фотодиодов является стабильность их параметров при изменении температуры, влажности, давления окружающей среды. В этом отношении более стабильными являются кремниевые фотодиоды. У германиевых фотодиодов, например, величина темнового тока при изменении температуры от 20 до 50°C может измениться в 3—5 раз, а у кремниевых она практически не изменяется. Темновой ток фотодиода зависит от напряжения питания, он меньше всего при отсутствии питания. Поэтому для обнаружения слабых световых потоков приемники необходимо включать в вентильном режиме. Некоторые соображения по выбору оптимальных параметров схемы приведены в [3].

В последние годы были созданы специальные быстродействующие фотодиоды, обладающие очень малой постоянной времени [202], так что их частотные характеристики не уступают частотным характеристикам импульсных вакуумных фотоэлементов и ФЭУ. Так, например, частотный диапазон поверхностно-барьерных фотодиодов и фотодиодов с гетеропереходом имеет ширину порядка нескольких сотен мегагерц. Кроме того, такие фотодиоды отличаются от обычных гораздо меньшей величиной темнового тока ($\sim 10^{-7}$ А/см²).

Одним из способов уменьшения постоянной времени фотодиода является образование сильнолегированных *p*- и *n*-областей с двух сторон пластинки собственного высокоомного полупроводника. Такие структуры называются *p-i-n*-структурами, а соответствующие приемники — *p-i-n*-фотодиодами. Германиевые *p-i-n*-фотодиоды с площадью перехода $2 \cdot 10^{-4}$ см² характеризуются предельной частотой $f_{\max} \approx 2 \cdot 10^{10}$ Гц.

Значительное увеличение чувствительности достигнуто в так называемых лавинных фотодиодах, в которых осуществляется внутреннее усиление тока до 10^2 — 10^6 раз. Современные кремниевые лавинные фотодиоды при рабочей поверхности $2 \cdot 10^{-5}$ см² и рабочем напряжении 8—15 В обладают спектральной чувствительностью 0,5 А/Вт на $\lambda = 0,9$ мкм и частотным диапазоном до 10 ГГц. Темновой ток составляет $\sim 10^{-9}$ А при рабочем напряжении 1 В. Параметры некоторых лавинных фотодиодов приведены в табл. 5.3.

В фототриодах (фототранзисторах) ток усиливается с помощью нескольких *p-n*-переходов (обычно на двух *p-n*-переходах). Таким образом, фототриод соединяет в себе свойства фотодиода и усиленные свойства транзистора. Поэтому интегральная чувствительность фототриодов значительно больше, чем у фотодиодов и достигает нескольких ампер на люмен. Однако наличие дополнительных переходов приводит к сильному ухудшению порога чувствительности этих приемников. Спектральные характеристики фототриодов определяются теми же факторами, что и у фотодиодов.

Выпускаемый нашей промышленностью германиевый фототриод ФТ-1 имеет следующие параметры: темновой ток $3 \cdot 10^{-4}$ А, интегральная чувствительность 0,4 А/лм, рабочее напряжение питания 3 В, постоянная времени около 10^{-4} с. Приемник обладает присущей германиевым приемникам большой нестабильностью параметров при изменении температуры окружающей среды и времени. Из-за наличия эмиттера в центре чувствительной площадки приемника имеется «слепое пятно», поэтому чувствительность по площадке неодинакова и нельзя фокусировать принимаемый поток на чувствительную площадку.

5.2.5. Тепловые приемники излучения. Широко применяются термоэлементы и болометры. В термоэлементах возникает термо-э. д. с.

Тип диода	Диапазон чувствительности, мкМ	Размер чувствительной площадки, см ²	Темновой ток, А	Напряжение лавинного пробоя, В
Кремниевый $n^+ - p$	0,4—1	$2 \cdot 10^{-5}$	$50 \cdot 10^{-9}$	23
Кремниевый $n^+ - p - \pi - p^+$	0,5—1,1	$2 \cdot 10^{-3}$	—	88
PtSi—n-Si	0,35—0,6	$4 \cdot 10^{-5}$	10^{-9}	50
Pt—GaAs	0,4—0,88	—	—	60
Германиевый $n^+ - p$	0,4—1,55	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-8}$	16,8

при нагревании их за счет лучистого потока, а в болометрах меняется их электрическое сопротивление. Кроме того, известны другие приемники: пироэлектрические, в которых появляется заряд при деформации активного кристалла, оптико-акустические, пьезоиндикатор Голея, эвапорограф и др. Кратко остановимся лишь на термоэлементах и болометрах.

Термоэлемент состоит из двух спаев разнородных материалов: металлов или полупроводников. Если спаи находятся при различных температурах, то между ними возникает термо-э. д. с. Основными характеристиками термоэлементов являются интегральная чувствительность, пороговый поток, к. п. д., постоянная времени и сопротивление. Величина интегральной чувствительности металлических термоэлементов лежит в пределах 3—5 мкВ/мкВт, у полупроводниковых она достигает нескольких десятков микровольт на микроватт. Интегральная чувствительность практически не зависит от λ излучения, если не учитывать действия материала, из которого сделан вакуумный баллон. Пороговый поток термоэлементов с учетом сделанного замечания также не зависит от типа излучателя и составляет 10^{-8} — 10^{11} Вт. Постоянные времени термоэлементов лежат в пределах от сотых (в нескольких случаях до тысячных) до долей или целых единиц секунд. Сопротивление термоэлементов обычно мало. Это затрудняет использование приемника при согласовании с усилителем, так как необходимо применять трансформаторный вход. Конструктивное оформление чувствительных термоэлементов довольно сложное.

Большее распространение получили болометры. Чувствительная площадка этого приемника представляет собой металлическую или полупроводниковую пленку, сопротивление которой изменяется под действием лучистого потока. Для компенсации нагрева под действием окружающей температуры болометр обычно имеет вторую аналогичную площадку, находящуюся в темноте. Полупроводниковые болометры обладают большей чувствительностью, чем металлические.

Сигналы с болометра, как правило, очень малы, поэтому его включают в схему, на выходе которой происходит усиление сигнала. Для этого применяют мостовую схему или схему, где компенсационный элемент играет роль нагрузочного сопротивления.

Основными характеристиками болометров являются интегральная чувствительность, пороговый поток и постоянная времени, а также величина темнового сопротивления.

Таблица 5.3

Максимальное усиление	Произведение усиления на полюсу пропускания, ГГц	Емкость, пФ
10 ⁴ 200	100 —	0,8 —
400 100 10 ⁴	40 (для УФ) 50 60	1 — 0,8

5.2.6. Позиционно-чувствительные приемники. К ним относятся инверсионные фотодиоды, мозаичные приемники (многоэлементные), а также сканисторы, фотопотенциометры и др. В этих приемниках излучения выходной сигнал зависит не только от потока, попадающего на чувствительную площадку, но и от распределения потока по чувствительному слою или от координаты изображения пучка.

Важной характеристикой инверсионного фотодиода является линейность и крутизна инвер-

сионной характеристики. Крутизна может достигать $\sim 300 \text{ В} \times \text{Вт}^{-1} \cdot \text{мм}^{-1}$, а размеры линейного участка — нескольких миллиметров. Остальные характеристики инверсионного фотодиода сходны с характеристиками обычных фотодиодов. Если инверсионный фотодиод является датчиком углового положения излучателя в ОЭП, то важное значение приобретает стабильность нуля инверсионной характеристики, т. е. положения точки нулевого потенциала на чувствительной площадке во времени или под влиянием окружающей среды. Ограничивающим фактором является также то, что в инверсионном фотодиоде выходной сигнал зависит не только от координаты изображения, но и от величины самого сигнала. Крутизна и вид характеристики зависят от конфигурации изображения, уровня сигнала и фона.

Мозаичные приемники состоят фактически из нескольких приемников, расположенных в одном корпусе. Это дает возможность анализировать отдельные участки изображения с помощью коммутирующих устройств и судить об угловом положении излучателя. Порог чувствительности такого приемника пропорционален площади чувствительного слоя отдельного элемента, поэтому чем меньше размер элемента, тем ниже порог чувствительности. Мозаичные приемники менее чувствительны к фоновым засветкам. Недостатком мозаичных приемников является сложность перекрывающих устройств, а также сложность изготовления многоплощадочных приемников, так как трудно разместить элементы и достичь одинаковой чувствительности всех элементов.

Простейшим мозаичным приемником является двухплощадочный приемник, характеристики которого сходны с характеристиками инверсионного приемника. Наибольшее распространение получили мозаичные приемники на основе фоторезисторов, фотодиодов, болометров, термоэлементов и фотокатодов.

5.2.7. Сравнительная характеристика приемников. С точки зрения разработчика оптико-электронной аппаратуры приемник излучения должен был бы обладать следующими характеристиками: небольшая потребляемая мощность питания; максимально возможная (теоретическая) чувствительность; порог чувствительности, обусловленный только радиационным шумом; минималь-

ная постоянная времени; возможность работы без охлаждения в широком диапазоне температур; выходное сопротивление, оптимально согласованное с нагрузкой усилителя; одинаковая чувствительность в широком диапазоне спектра; стабильность параметров при работе в условиях фоновой засветки и сильном изменении входного сигнала и т. д.

Если оценить с этой точки зрения рассмотренные приемники, то окажется, что часть параметров одного и того же типа приемника близка к идеальным, зато другая далека от них. Фотоумножители и фотоэлементы обладают высокой чувствительностью и низким порогом чувствительности, малой постоянной времени, высоким выходным сопротивлением. С другой стороны, фотоэлементы и ФЭУ имеют большие габариты, они требуют высокого напряжения питания, их чувствительность и порог чувствительности ухудшаются при фоновых засветках, они работают лишь в ограниченных участках спектра.

Фоторезисторы по сравнению с фотоэлементами требуют гораздо меньшего напряжения питания, габариты их значительно меньше, область спектральной чувствительности у них значительно больше (хотя тоже является ограниченной), менее чувствительны к фоновым засветкам. Однако у фоторезисторов сравнительно большая постоянная времени, некоторые приемники требуют охлаждения, причем параметры их сильно зависят от температуры.

Достоинством фотодиодов является малые габариты и масса, возможность работы без питающего напряжения или при небольшой потребляемой мощности, большой диапазон рабочих температур, возможность работы без охлаждения. К недостаткам фотодиодов можно отнести по сравнению с фотоэлементами меньшую чувствительность, больший порог чувствительности, а для малоинерционных фотодиодов — малый размер чувствительной площадки.

Тепловые приемники излучения чувствительны в широком диапазоне спектра и их параметры практически не зависят от спектрального состава излучения, питание либо отсутствует, либо осуществляется при небольшом напряжении. Однако большая инерционность, сложность устройства и согласования с последующими электронными звеньями препятствует применению тепловых прием-

ников в оптико-электронной (особенно в быстродействующей) аппаратуре.

Для правильного выбора приемника излучения в конкретном приборе необходимо учитывать условия его применения: назначение и принцип действия прибора, условия работы, продолжительность работы, характеристики излучения объекта и фона. Например, известно, что охлаждаемые приемники излучения обладают более высокой чувствительностью, что позволяет улучшить технические данные аппаратуры. Однако применение таких приемников связано с большими трудностями, особенно при продолжительной работе прибора. Наиболее простые способы охлаждения с помощью твердой углекислоты, жидкого воздуха или азота обеспечивают работу приемника в течение нескольких часов. При более продолжительной работе необходимо применение сложных и дорогих холодильных установок. Таким образом, возможность применения той или иной системы охлаждения предопределяет выбор приемника в данном приборе.

Если не принимать во внимание эксплуатационные требования, то при выборе приемника стремятся получить наибольшее отношение сигнал/шум. В отсутствие фона, очевидно, наилучшим приемником будет тот, который обладает наибольшей обнаружительной способностью к заданному излучателю. Далее, из двух одинаковых в этом смысле приемников лучшим будет тот, который менее чувствителен к фоновому излучению. При расчете чувствительности, конечно, учитывается и постоянная времени приемника. Таким образом, обоснованный выбор приемника может представить довольно сложную задачу. Правильно выбранные критерии сравнения приемников излучения с учетом условий эксплуатации облегчают эту задачу [4].

В заключение приведем перечень приемников, используемых для приема излучения современных лазеров. При работе с гелий-кадмиевым ($\lambda=0,44$ мкм), аргоновым ($\lambda=0,488$ мкм), рубиновым ($\lambda=0,6943$ мкм), гелий-неоновым ($\lambda=0,6328$ мкм), полупроводниковым на арсениде галлия ($\lambda=0,84-0,91$ мкм), неодимовым ($\lambda=1,06$ мкм), неодимовым с удвоением частоты ($\lambda=0,53$ мкм), криптоновым ($\lambda=0,64$ мкм), гелий-неоновым ($\lambda=1,153$ мкм) лазерами применяются фотоэлементы и фотоумножители с соответствующим типом спек-

тральной характеристики, а также германиевые и кремниевые фотодиоды и фоторезисторы.

Для приема излучения гелий-неонового ($\lambda=3,39$ мкм) и ксенонового лазеров ($\lambda=3,51$ мкм) можно применять фоторезисторы типа PbS, PbTe, InSb и др. Наконец, для приема излучения лазеров на углекислом газе ($\lambda=10,6$ мкм) применяются фоторезисторы из германия, легированного медью, золотом или цинком, охлаждаемые до температуры 77 К и ниже. Очевидно, что для приема излучения всех перечисленных лазеров можно использовать и тепловые приемники излучения, если постоянная времени позволяет это сделать.

Таблица 5.5

Параметр приемника	Значение параметра	Условия измерения
Рабочая площадка, мм	$0,5 \times 0,5$	Сканирование лазерным пятном
Квантовый выход η , % Спектральная чувствительность S_λ , А/Вт	45 4	При $\lambda=11$ мкм, $S=1,8$ А/Вт по черному телу с $T=500$ К
Произведение сопротивления на площадь, Ом·см ²	21	При нулевом смещении (сопротивление 7 кОм)
Шум тока, А/Гц ^{1/2} : измеренный вычисленный	$1,6 \cdot 10^{-12}$ $0,7 \cdot 10^{-12}$	При $\Delta\nu=1$ КГц и пониженном фоне; для джонсовского шума при 77 К
Обнаружительная способность D^*_λ , (см·Гц ^{1/2})/Вт ($\lambda=11$ мкм)	$2,3 \cdot 10^{10}$ $1,3 \cdot 10^{11}$	Фон Ч. Т. 300 К; угловое поле 180° Пониженный фон

Высокой чувствительностью к излучению с $\lambda=10,6$ мкм и способностью работать при температурах выше 77 К обладают сравнительно недавно разработанные приемники на тройных соединениях [203], которые изготавливаются из смешанных кристаллов с собственной проводимостью $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$. При изменении x максимум чувствительности смещается по оси длин волн. Так, например, в приемнике на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ удалось перекрыть диапазон 1—30 мкм. Эти приемники могут работать и в качестве фотодиода

и в качестве фоторезистора. Некоторые параметры приемника на основе $\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ с индиевым покрытием при $T=77\text{ К}$ приведены в табл. 5.4 [218].

Основные параметры некоторых приемников излучения приведены в приложениях 3 и 4.

Следует иметь в виду, что данные, приведенные в приложениях, являются весьма ориентировочными. Если величина интегрального порога чувствительности приемника не приводится в паспорте, то она рассчитывалась. Если величины спектральной чувствительности и спектрального порога чувствительности не были известны, то они также рассчитывались по соответствующим формулам пересчета параметров. Однако, если приведенные в приложениях параметры получены путем расчета и если они берутся из паспорта на приемник, они могут сильно отличаться от параметров конкретного приемника одного и того же типа.

Это объясняется разбросом параметров. Так, например, величины интегральной чувствительности и спектральной чувствительности в максимуме чувствительности фотокатодов одного и того же типа ФЭУ могут отличаться в 2—3 раза, а величины спектральной чувствительности в длинноволновой части спектра могут отличаться на 2—3 порядка [194]. Результат пересчета зависит также от положения максимума кривой чувствительности на шкале длин волн, которое не является постоянным. В данном случае они принимались согласно соответствующим рисункам.

Энергетические и точностные расчеты ОЭП с лазерами. Некоторые вопросы конструирования ОЭП с лазерами

6.1. Специфика энергетических расчетов

Конечной целью энергетического расчета является определение отношения сигнал/шум на выходе приемника излучения, при этом рассчитываются потери энергии (мощности), имеющие место в оптической системе и среде распространения излучения. Рассмотрим потери в оптической системе.

Потери на отражение при преломлении. Коэффициент отражения от оптически прозрачных элементов зависит не только от угла падения, но и от состояния поляризации падающего излучения. Если на излучение не поляризовано или поляризовано по кругу, то коэффициент отражения можно рассчитать по формуле

$$\rho = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\sin^2(\varepsilon + \varepsilon')} + \frac{\operatorname{tg}^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\operatorname{tg}^2(\varepsilon + \varepsilon')} \right],$$

где ε и ε' — углы падения и преломления. Если излучение поляризовано в плоскости падения, то

$$\rho_{\parallel} = \operatorname{tg}^2(\varepsilon - \varepsilon') / \operatorname{tg}^2(\varepsilon + \varepsilon'),$$

а если плоскость поляризации перпендикулярна плоскости падения, то

$$\rho_{\perp} = \sin^2(\varepsilon - \varepsilon') / \sin^2(\varepsilon + \varepsilon').$$

Наконец, если плоскость поляризации составляет угол φ с плоскостью падения, то

$$\rho_{\varphi} = \sin^2 \varphi \left[\frac{\sin^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\sin^2(\varepsilon + \varepsilon')} \right] + \cos^2 \varphi \left[\frac{\operatorname{tg}^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\operatorname{tg}^2(\varepsilon + \varepsilon')} \right].$$

Приведенные формулы справедливы для плоскопараллельных пластинок, стоящих под углом к направлению распространения лучей. Учитывать зависимость коэффициента отражения от угла падения и состояния поляризации для сферических поверхностей (линз) практически невозможно, и расчет потерь на отражение при преломлении в этом случае ведут по известной формуле

$$\rho = [(n-1)/(n+1)]^2, \quad (6.1)$$

которая дает заниженные результаты. Следует помнить, что показатель преломления n зависит от λ излучения. Значения ρ , вычисленные по (6.1), приведены в приложении 5.

Коэффициент пропускания из-за потерь на отражение при преломлении всей оптической системы равен $\prod_b (1-\rho_b)$, где b — число преломляющих поверхностей. При этом если имеется N поверхностей с одинаковыми значениями ρ , то их общий коэффициент пропускания равен

$$\tau_{\text{пр}} = (1-\rho)^N. \quad (6.2)$$

Потери на отражающих поверхностях. Коэффициент отражения от металлических или диэлектрических поверхностей также зависит от угла падения и состояния поляризации падающего излучения. Однако расчеты соответствующих коэффициентов здесь весьма затруднены. Поэтому следует пользоваться справочными данными. Если зависимости коэффициентов отражения от угла падения и состояния поляризации не приводятся, то можно воспользоваться данными для нормального падения (не зависящими от состояния поляризации). Как и в случае расчета потерь на отражение при преломлении, для N поверхностей с одинаковым значением ρ общий коэффициент пропускания можно рассчитать по формуле (6.2).

Потери на виньетирование. Практически в любой оптической системе происходит ограничение проходящего пучка. Доля прошедшего света определяется распределением (одномодовым и многомодовым) интенсивности излучения в поперечном сечении пучка и размером и формой ограничивающих диафрагм. При многомодовом режиме число мод настолько велико, что описать распределение аналитически очень трудно. Если это и возможно, то не имеет смысла для практики, так как рас-

пределение интенсивности записывается в относительных координатах, а соотношение максимумов интенсивности в различных модах меняется как для разных образцов лазеров, так и для одного и того же лазера в зависимости от многих причин. Поэтому при расчете виньетирования многомодового пучка можно либо использовать экспериментальные данные по распределению интенсивности излучения, либо принимать, что распределение примерно равномерное в большей части пучка и имеет спады по кривой Гаусса на краях пучка.

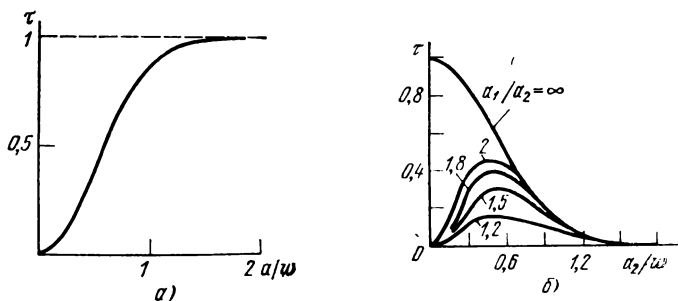


Рис. 6.1. Коэффициент пропускания круглой (а) и кольцевой (б) диафрагм.

При одномодовом излучении TEM_{00} потери на виньетирование поддаются аналитическому расчету. Так, при радиусе круглой диафрагмы a относительная доля мощности, прошедшая через диафрагму, составляет

$$f(a) = \int_0^a 2\pi a M(a) da \bigg/ \int_0^\infty 2\pi a M(a) da = 1 - e^{-2(a/\omega)^2}, \quad (6.3)$$

где ω — размер пятна основной моды в плоскости диафрагмы. Функция $f(a)$, умноженная на 100, дает в процентах долю прошедшего через диафрагму потока излучения. Зная полную мощность излучения, легко подсчитать потери на диафрагме

$$\alpha = \Phi e^{-2(a/\omega)^2}.$$

Величина $e^{-2(a/\omega)^2}$ представляет собой коэффициент потерь, а $\tau = 1 - e^{-2(a/\omega)^2}$ — коэффициент пропускания оп-

тической системы из-за виньетирования (см. рис. 6.1,а). При ограничении по уровню $1/e^2$, т. е. при $a=\omega$, коэффициент пропускания $\tau=0,86$.

Коэффициент пропускания кольцевой диафрагмы (она реализуется в зеркальных системах типа Кассегрена) также можно найти, воспользовавшись зависимостью (6.3):

$$\tau = [e^{-2(a_2/\omega)} - e^{-2(a_1/\omega)^2}],$$

где a_2 и a_1 — соответственно, меньший и больший радиусы кольцевой диафрагмы. На рис. 6.1,б представлены графики коэффициента пропускания кольцевой диафрагмы в зависимости от отношения a_2/ω и a_1/a_2 .

Если распределение отличается от гауссова, что наблюдается, например, при дифракции гауссова лучка на круглой или кольцевой диафрагме, для расчета коэффициента виньетирования на входном зрачке приемной оптической системы или на отражающем объекте необходимо знать распределение абсолютной энергии в дифракционной картине.

Наконец, при энергетических расчетах следует иметь в виду возможность возникновения интерференционных эффектов при прохождении излучения через плоскопараллельные пластинки.

6.2. Расчет абсолютного распределения потока в дифракционной картине гауссова пучка

Распределение потока в дифракционной картине при дифракции на круглой диафрагме (см. § 3.5) можно найти по формуле

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{4a^2/\omega^2}{1 - e^{-2(a^2/\omega^2)}} \int_0^{u_0} \left[\int_0^1 e^{-u^2 r^2/\omega^2} J_0(ur) r dr \right]^2 u du,$$

где Φ/Φ_0 — доля полного потока Φ_0 , прошедшего через ограничивающую диафрагму, в сечении с радиусом ρ в плоскости анализа.

Расчеты на ЭВМ по этой формуле показали, что при изменении степени ограничения пучка в пределах $0,2 < a/\omega < 2,2$ доля потока в первом лепестке диаграммы направленности меняется от 84,2 до 99,9%. Для степени ограничения $a/\omega=1$ в первом лепестке содержится

95,3% от полного потока, прошедшего через диафрагму (см. табл. 6.1).

Таблица 6.1

a/w	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,2
$W, \%$	84,2	86,0	88,8	92,1	95,3	97,8	99,0	99,6	99,8	100

Сила излучения на оси пучка равна

$$I_0 = 2\Phi_0 (1 - e^{-a^2/w^2}) \pi w^2 / (1 + e^{-a^2/w^2}) \lambda^2. \quad (6.4)$$

Зная абсолютное значение силы излучения на оси пучка и относительное распределение интенсивности, можно найти силу излучения в любом направлении в пределах первого дифракционного максимума.

Для кольцевой диафрагмы распределение потока в дифракционной картине определяется по формуле

$$\begin{aligned} \frac{\Phi}{\Phi_0} = & \frac{4}{w^2 [e^{-2(a_2^2/w^2)} - e^{-2(a_1^2/w^2)}]} \left\{ a^2 \int_0^{u_0} \left[\int_0^1 e^{-a_1^2 r^2/w^2} \times \right. \right. \\ & \times J_0(u_1 r) r dr \left. \right]^2 u du + a^2 b^2 \int_0^{u_0} \left[\int_0^1 e^{-a_2^2 r^2/w^2} J_0(u_2 r) r dr \right]^2 u du - \\ & - 2a^2 \int_0^{u_0} \left[\int_0^1 e^{-a_1^2 r^2/w^2} J_0(u_1 r) r dr \right] \left[\int_0^1 e^{-a_2^2 r^2/w^2} J_0(u_2 r) \times \right. \\ & \left. \left. \times r dr \right] u du \right\}, \end{aligned}$$

где $b = a_2/a_1$.

Расчет на ЭВМ по этой формуле показал, что при $a_1/w = 1$ и $b = 0,567$ в первом лепестке диаграммы направленности содержится 41,7% энергии, прошедшей через кольцевую диафрагму.

Сила излучения на оси дифракционной картины может быть определена по формуле

$$I_0 = \frac{2\Phi_0 (e^{-a_2^2/w^2} - e^{-a_1^2/w^2}) \pi w^2}{(e^{-a_2^2/w^2} + e^{-a_1^2/w^2}) \lambda^2}, \quad (6.5)$$

где Φ_0 — поток, прошедший через кольцевую диафрагму.

Дальность действия любого ОЭП с лазером зависит от многих причин: характеристик источника излучения, параметров передающей оптической системы, свойств среды распространения излучения, параметров приемной оптической системы и приемника излучения, характеристик объекта и источников фоновой излучения. Если передающая и приемная оптические системы совмещены, то дальность действия будет зависеть и от мощности бликов, возникающих при отражении передаваемого излучения от оптических поверхностей.

В общем случае расчет дальности действия ОЭП состоит из следующих этапов:

1. Определяются потери мощности во всем канале, начиная от источника и кончая приемником излучения: потери на виньетирование, на отражение от отражающих и преломляющих поверхностей и потери на поглощение в оптических материалах передающей и приемной оптических систем; потери на поглощение и рассеяние в среде распространения; потери на виньетирование и отражение от объекта; потери при модуляции (анализе) излучения.

2. Рассчитывается величина фоновых засветок в плоскости чувствительной площадки приемника. При этом, естественно, учитывается пропускание приемной оптической системы для излучения фона, которое может быть не равно пропусканию для излучения сигнала. Источниками фоновой излучения в зависимости от условий работы прибора могут быть рассеянное солнечное излучение, излучение Луны и звезд, полярных сияний, рассеянное излучение самого сигнального излучения, а также рассеянное излучение вспомогательных источников, установленных внутри прибора.

3. Рассчитывают сигнал на выходе приемника излучения с учетом величины полезного сигнала, его спектрального состава и параметров модуляции, а также с учетом величины фоновой засветки.

4. Определяют порог его чувствительности к излучению сигнала, т. е. уровень шумов с учетом действия фоновой засветки и собственных шумов приемника.

5. Находят искомое значение дальности действия, принимая отношение сигнал/шум, рассчитанное из условий заданной вероятности срабатывания.

Нетрудно видеть, что такая последовательность этапов не является методикой расчета, так как если неизвестна дальность, то мы не можем рассчитать потери мощности на виньетирование на объекте и входном зрачке приемной системы и ослабление в среде распространения. Кроме того, иногда целью расчета дальности действия является определение размеров входного зрачка приемной системы, при которых обеспечивается заданная дальность, или характеристик среды распространения, при которых может быть обеспечена заданная дальность, или выбор приемника излучения, или источника (лазера). Обычно применяют метод последовательного приближения. Выражая значение сигнала через неизвестную величину, можно, задавая различные значения этой величины, найти необходимое значение сигнала. Однако в любом случае необходимо выполнить перечисленные этапы расчета.

6.3.1. Расчет дальности действия при различных видах распределения интенсивности в пучке (схема с обратным отражением). Рассмотрим порядок расчета дальности действия ОЭП с лазером в отсутствие фона. Общее выражение для величины потока излучения на входе приемника излучения, очевидно, имеет следующий вид:

$$\Phi_{\text{пр}} = \Phi_{\text{пер}} \tau_c^2 \tau_{\text{об}} \tau_{\text{вх зр}} \tau_{\text{пр}}, \quad (6.6)$$

где $\tau_{\text{пер}}$ — коэффициент пропускания передающей оптической системы; τ_c — коэффициент пропускания среды распространения излучения (в одном направлении); $\tau_{\text{об}}$ — эффективная отражающая поверхность объекта, до которого измеряется дальность; $\tau_{\text{вх зр}}$ — коэффициент виньетирования потока на входном зрачке приемной оптической системы; $\tau_{\text{пр}}$ — коэффициент пропускания приемной оптической системы.

Для надежного обнаружения отраженного объектом потока необходимо, чтобы

$$\Phi_{\text{пр}} \geq q \Phi_{\text{п}}, \quad (6.7)$$

где q — требуемое отношение сигнал/шум; $\Phi_{\text{п}}$ — порог чувствительности приемника. Подставляя в эту формулу $\Phi_{\text{п}}$ и выражая $\Phi_{\text{пр}}$ через расстояние от передатчика до объекта L , находим искомую величину L .

Очевидно, что $\tau_{\text{пер}}$ и $\tau_{\text{пр}}$ не зависят от расстояния, τ_c в первом приближении можно принять за единицу. Тогда можно получить выражение для дальности действия,

выражая через L величины $\tau_{об}$ и $\tau_{вх зр}$. Однако эти величины зависят не только от расстояния, но и от распределения интенсивности в пучке и отражающих свойств объекта. Поэтому рассмотрим $\tau_{об}$ и $\tau_{вх зр}$ для различных случаев.

1. Распределение в пучке лазера равномерно (это примерно как в случае многомодового излучения).

а. Объект представляет собой плоскую диффузную поверхность. В этом случае эффективная отражающая поверхность объекта равна

$$\tau_{об} = \Phi'_{об} / \Phi_{об} = (S_{об} / S) \rho_{об} \cos \beta,$$

где $\Phi'_{об}$ и $\Phi_{об}$ — поток, отраженный объектом, и поток, прошедший через сечение пучка с площадью S ; $S_{об}$ и S — площадь объекта и площадь сечения пучка, перпендикулярного к направлению луча, в плоскости объекта; $\rho_{об}$ — коэффициент диффузного отражения объекта; β — угол между направлением падающего луча и нормалью к облучаемой поверхности, тоже относится к отраженному лучу и приемной апертуре. При диффузном отражении объект можно представить как излучатель, имеющий энергетическую яркость $L_e = M_e / \pi$, где M_e — поверхностная плотность потока излучения; $M_e = \Phi'_{об} / S_{об}$. Тогда поток, попадающий во входной зрачок приемной оптической системы, будет равен

$$\Phi_{вх зр} = \frac{\Phi_{об}}{\pi S} S_{вх зр} \frac{S_{об}}{L^2} \cos^2 \beta \tau_{об} \tau_{с}.$$

Следовательно, коэффициент виньстирования на входном зрачке можно представить как

$$\tau_{вх зр} = \Phi_{вх зр} / \Phi'_{об} \tau_{с} = (S_{вх зр} / \pi L^2) \cos \beta.$$

Таким образом,

$$\tau_{об} \tau_{вх зр} = (S_{об} S_{вх зр} / \pi S L^2) \rho_{об} \cos^2 \beta.$$

Если расстояние от передатчика до объекта больше эквивалентного конфокального параметра пучка, выходящего из передающей оптической системы $R_{пер}$, то величину S можно вычислить как $S = \omega_{пер} L^2$, где $\omega_{пер}$ — телесный угол пучка передатчика.

Учитывая, что $\Phi_{об} = \Phi_{пер} \tau_{с}$, а $\Phi_{пр} = \Phi_{вх зр} \tau_{пр}$, поток на входе приемника равен

$$\Phi_{пр} = (\Phi S_{об} S_{вх зр} / \pi \omega_{пер} L^2) \tau_{пер} \tau_{с} \tau_{пр} \cos^2 \beta \rho_{об}. \quad (6.8)$$

Формула (6.8) показывает, что излучение лазера ослабляется пропорционально четвертой степени расстояния до объекта. Решая совместно (6.7) и (6.8), получаем формулу для расчета дальности действия ОЭП с лазером

$$L = \sqrt[4]{\Phi S_{05} S_{\text{вх зр}} \tau_{\text{пер}}^2 \tau_c^2 \tau_{\text{пр}} \rho_{05} \cos^2 \beta / q \Phi_{\text{п}} \pi \omega_{\text{пер}}} . \quad (6.9)$$

Формула (6.9) справедлива в том случае, когда расходимость пучка, выходящего из передатчика, больше углового размера объекта. Если расходимость меньше углового размера объекта, то $\tau_{06} = \rho_{06}$, а $\tau_{\text{вх зр}} = (S_{\text{вх зр}} / \pi L^2) \cos \beta$. Таким образом,

$$\Phi_{\text{пр}} = \Phi (S_{\text{вх зр}} / \pi L^2) \tau_{\text{пер}} \tau_c^2 \tau_{\text{пр}} \rho_{05} \cos \beta. \quad (6.10)$$

Дальность действия в этом случае равна

$$L = \sqrt{\Phi S_{\text{вх зр}} \tau_{\text{п.р}} \tau_c^2 \tau_{\text{пр}} \rho_{05} \cos \beta / q \Phi_{\text{п}} \pi}. \quad (6.11)$$

Расчеты по формулам (6.9) и (6.11) сразу дают значения L только при $\tau_c = 1$. В противном случае непосредственно рассчитать L невозможно, так как τ_c само зависит от L . Тогда значение L при $\tau_c = 1$ можно принять за исходную величину, а затем, задаваясь некоторым меньшим значением L и рассчитывая соответствующее τ_c , в конце концов находят L , удовлетворяющее формуле (6.9) или (6.11).

Еще более сложным будет расчет L по (6.9), если $L < R_{\text{э пер}} (R_{\text{э пер}} \approx R_{\text{эл}} / \Gamma^2_{\text{т}}$, где $\Gamma_{\text{т}}$ — угловое увеличение телескопической системы, используемой в качестве передающей оптической системы). В этом случае нельзя считать, что $S = \omega_{\text{пер}} L^2$, а необходимо вычислить по формулам, справедливым для пучка лазера:

$$S = \pi \omega_L^2 = \pi \left[\omega_{\text{пер}} \sqrt{1 + \left(\frac{2L}{R_{\text{э пер}}} \right)^2} \right]^2 = \pi \omega_{\text{пер}}^2 \left(1 + \frac{4L^2}{R_{\text{э пер}}^2} \right),$$

где ω_L — размер пятна в плоскости объекта; $\omega_{\text{пер}}$ — то же на выходе из передатчика в плоскости перетяжки. Выражение для L в этом случае можно найти только методом последовательных приближений

$$L = \sqrt{\frac{\Phi S_{05} S_{\text{х зр}} \tau_{\text{пер}}^2 \tau_c^2 \tau_{\text{пр}} \rho_{05} \cos^2 \beta}{q \Phi_{\text{п}} \pi S}}.$$

6. Объект представляет собой блок призмных уголковых отражателей (катафотов) или триппель-

призм [204]. По принятой методике расчета необходимо найти новые значения $\tau_{об}$ и $\tau_{вх зр}$:

$$\tau_{об} = (S_{об}/S) \rho_{об} \cos \beta.$$

Если объект находится на достаточно большом расстоянии, то

$$\tau_{об} = (S_{об}/\omega_{пер} L^2) \rho_{об} \cos \beta. \quad (6.12)$$

Величина $\tau_{вх зр}$ в этом случае равна

$$\tau_{вх зр} = (4S_{вх зр}/\pi \theta_{об}^2 L^2) \cos \beta, \quad (6.13)$$

где $\theta_{об}$ — расходимость пучка, отраженного от объекта. (Следует заметить, что если площадь сечения отраженного пучка в плоскости входного зрачка приемной системы окажется меньше площади входного зрачка, то $\tau_{вх зр} = 1$.) Следовательно, с учетом (6.12) и (6.13) поток на входе приемника будет равен

$$\Phi_{пр} = \Phi \frac{4S_{об} S_{вх зр}}{\pi \theta_{об}^2 L^4 \omega_{пер}} \tau_{пер} \tau_c^2 \tau_{пр} \rho_{об} \cos^2 \beta. \quad (6.14)$$

Расходимость пучка, отраженного катафотами, определяется расходимостью падающего на них пучка, дифракцией и неточностью изготовления отдельных элементов блока. Поскольку размеры отдельного блока (призмы) относительно невелики (порядка нескольких десятков сантиметров), то, как правило, можно принять, что на катафот падают параллельные лучи. Следовательно, $\theta_{об} = \theta_{диф} + \theta_{из}$ [4]. Дифракционную расходимость $\theta_{диф}$ можно рассчитать по формуле $\theta_{диф} = \lambda/d \cos \beta$, где λ — длина волны падающего излучения; d — линейный размер входной грани одного элемента блока.

Значение $\theta_{диф}$ определяет полную расходимость на уровне половинной интенсивности отраженного излучения. Принимая, что из-за неточности изготовления расходимость составляет n угловых секунд, получаем $\theta_{из} = 5 \cdot 10^{-6} n$. Таким образом $\theta_{об} = (\lambda/d \cos \beta + 5 \cdot 10^{-6} n)$. Подставляя в (6.14) $\omega_{пер} = (\pi/4) \theta_{пер}^2$, получаем

$$\Phi_{пр} = \frac{16\Phi S_{об} S_{вх зр} \rho_{об} \cos^2 \beta}{\pi^2 \left(\frac{\lambda}{d \cos \beta} + 5 \cdot 10^{-6} n \right)^2 L^4 \theta_{пер}^2} \tau_{пер} \tau_c^2 \tau_{пр}.$$

Дальность действия определяется как

$$L = \sqrt[4]{\frac{16\Phi S_{об} S_{вх зр} \rho_{об} \tau_{пер} \tau_c^2 \tau_{пр} \cos^2 \beta}{q \Phi \pi^2 \theta_{пер}^2 (\lambda/d \cos \beta + 5 \cdot 10^{-6} n)^2}}. \quad (6.15)$$

в. Объект имеет сферическую форму, а отражение носит как диффузный, так и зеркальный характер. В этом случае, как показано в [4],

$$L = \sqrt[4]{\frac{16\Phi R^2 S_{\text{вх зр}} \tau_{\text{пер}}^2 \epsilon^2 \tau_{\text{пр}} (\rho_z/4 + 2\rho_{\text{диф}}/3)}{q\Phi \pi \theta^2_{\text{пер}}}}, \quad (6.15a)$$

где R — радиус сферы объекта; ρ_z и $\rho_{\text{диф}}$ — коэффициенты зеркальной и диффузной составляющей отражения объекта.

2. Распределение интенсивности в пучке подчиняется закону Гаусса (одномодовое излучение).

а. Объект представляет собой плоскую диффузную поверхность. Используя ранее предложенную методику, определяем для этого случая $\tau_{\text{об}}$ и $\tau_{\text{вх зр}}$. Для этого воспользуемся зависимостью (6.25), позволяющей определить плотность потока в любой точке пучка одномодового излучения, если известен полный поток излучения. Имеем

$$M = (2\Phi/\pi\omega^2) e^{-2(r/\omega)^2},$$

где r — расстояние от оси пучка до точки, где определяется плотность излучения; ω — размер пятна по уровню $1/e^2$; Φ — поток излучения. Следовательно, энергетическая освещенность объекта

$$E_{\text{ос}} = (2\Phi \tau_{\text{с}} \tau_{\text{пер}}/\pi\omega_L^2) e^{-2(r/\omega_L)^2},$$

где ω_L — размер пятна в плоскости объекта; r — расстояние от центра объекта до оси пучка.

Принимаем, что при $\omega_{\text{пер}} L^2 \gg S_{\text{об}}$ распределение освещенности на объекте практически постоянно. Тогда поток, отраженный объектом,

$$\Phi'_{\text{ос}} = E_{\text{ос}} S_{\text{об}} \rho_{\text{ос}} \cos \beta = \frac{\tau_{\text{пер}}^2 \Phi \tau_{\text{с}} \rho_{\text{ос}} S_{\text{ос}} \cos \beta}{\pi \omega_L^2} e^{-2(r/\omega_L)^2},$$

где $\rho_{\text{ос}}$ — коэффициент диффузного отражения объекта; β — угол между осью пучка и нормалью к плоскости объекта. Так как поток в плоскости объекта равен $\Phi \tau_{\text{с}} \tau_{\text{пер}}$, то

$$\tau_{\text{ос}} = \frac{\Phi'_{\text{ос}}}{\Phi_{\text{ос}}} = \frac{2S_{\text{об}} \rho_{\text{ос}} \cos \beta}{\pi \omega_L^2} e^{-2(r/\omega_L)^2}.$$

Если $L \gg R_{\text{пер}}$, то $\omega_L = \theta_{\text{пер}} L / 2$. Поэтому $\tau_{\text{об}}$ можно выразить как

$$\tau_{\text{об}} = \frac{8S_{\text{об}}\rho_{\text{об}} \cos \beta}{\pi \theta_{\text{пер}}^2 L^2} e^{-8(r/\theta_{\text{пер}} L)^2} = \frac{2S_{\text{об}}\rho_{\text{об}} \cos \beta}{\omega_{\text{пер}} L^2} e^{-8(r/\theta_{\text{пер}} L)^2}.$$

Как и в п. 1а, $\tau_{\text{вх зр}} = S_{\text{вх зр}} \cos \beta / \pi L^2$. Поэтому окончательную формулу для дальности можно представить в виде

$$L = \sqrt[4]{\frac{2\Phi S_{\text{об}} S_{\text{вх зр}} \tau_{\text{пер}}^2 c \tau_{\text{пр}} \rho_{\text{об}} \cos^2 \beta}{q \Phi_{\text{п}} \pi \omega_{\text{пер}}}} e^{-8(r/\theta_{\text{пер}} L)^2}.$$

Первым приближением для L будет значение, численное для $\tau_{\text{об}} = 1$ и $r = 0$. Нетрудно видеть, что если угловой размер объекта больше угловой расходимости пучка, то формула для расчета дальности действия не изменится по сравнению с (6.11).

б. Объект представляет собой блок катафотов или сферическую поверхность.

Используя тот же подход к решению задачи, что и в п. 2а, и принимая, что распределение плотности мощности по площади объекта равномерно, можно сделать вывод, что соответствующие выражения для дальности действия будут отличаться от (6.15) и (6.15а) множителем $2e^{-8(r/\theta_{\text{пер}} L)^2}$ в подкоренном выражении

3. Распределение является дифракционным, объект находится в дальней зоне передатчика и представляет собой диффузную поверхность. Если объект находится на оси передаваемого пучка, то можно считать, что попавший на него поток $\Phi_{\text{об}} = I_0 \Omega_{\text{об}} \tau_c$, где $\Omega_{\text{об}}$ — телесный угол, под которым виден объект; I_0 — сила излучения, определяемая как в (6.4) или (6.5). Следовательно,

$$\tau_{\text{об}} = I_0 \Omega_{\text{об}} / \Phi_{\text{пер}}.$$

В случае дифракции на круглой диафрагме

$$\tau_{\text{об}} = \frac{2(1 - e^{-a^2/\omega^2}) \pi S_{\text{об}} \omega^2 \cos \beta}{(1 + e^{-a^2/\omega^2}) \lambda^2 L^2}, \quad (6.16)$$

а в случае дифракции на кольцевой диафрагме

$$\tau_{\text{об}} = \frac{2(e^{-a_2^2/\omega^2} - e^{-a_1^2/\omega^2}) \pi S_{\text{об}} \omega^2 \cos \beta}{(e^{-a_2^2/\omega^2} + e^{-a_1^2/\omega^2}) \lambda^2 L^2}, \quad (6.17)$$

$$\tau_{\text{вх зр}} = S_{\text{вх зр}} \cos \beta / \pi L^2.$$

Подставляя значения $\tau_{об}$ и $\tau_{вх зр}$ в формулу (6.6), получаем выражение, из которого определяется искомая дальность. Если объект находится не на оси пучка, то $\tau_{об}$ необходимо умножить на соответствующий коэффициент, определяемый по графику рис. 3.40 или 3.41.

6.3.2. Расчет дальности действия при расположении передатчика и приемника на разных концах трассы. Для равномерного распределения интенсивности (многомодовое излучение) коэффициент виньетирования на входном зрачке приемной оптической системы будет выражаться как

$$\tau_{вх зр} = S_{вх зр} / S \cos \beta$$

или при достаточно большом расстоянии L

$$\tau_{вх зр} = (S_{вх зр} / \omega_{пер} L^2) \cos \beta.$$

Тогда формула для дальности примет вид

$$L = \sqrt{(\Phi S_{вх зр} \tau_{пер} \tau_c \tau_{пр} / q \Phi_{п} \omega_{пер}) \cos \beta}.$$

Если распределение является дифракционным, то $\tau_{вх зр}$ будет выражаться соответственно формулой (6.16) или (6.17), где вместо $S_{об}$ нужно подставить $S_{вх зр}$.

Принимая во внимание сказанное, можно написать выражение для L , если приемник и передатчик расположены на разных концах трассы, а распределение в пучке подчиняется закону Гаусса (одномодовое излучение):

$$L = \sqrt{\frac{2 \Phi S_{вх зр} \tau_{пер} \tau_c \tau_{пр} \cos \beta \exp[-8(r/\theta_{пер} L)^2]}{q \Phi_{п} \omega_{пер}}},$$

где r — расстояние от центра входного зрачка до оптической оси передаваемого пучка, измеряемое в плоскости входного зрачка приемной оптической системы. Очевидно, что при совмещении оси пучка с центром входного зрачка получается наибольшая дальность действия ($\exp[-8(r/\theta_{пер} L)^2] = 1$).

Если пучок не виньетировается входным зрачком приемной оптической системы, то дальность действия при любом распределении интенсивности можно получить из равенства

$$q \Phi_{п} = \Phi \tau_{пер} \tau_c \tau_{пр},$$

в котором $\tau_c = \exp[-(\alpha_p + \alpha_n)L]$. Записав его в виде $\tau_c = q \Phi_{п} / \Phi \tau_{пер} \tau_{пр}$ и произведя логарифмирование, получим

$$L = - \left[\lg \frac{q \Phi_{п}}{\Phi \tau_{пер} \tau_{пр}} \right] \frac{2,3}{(\alpha_p + \alpha_n)}. \quad (6.18)$$

6.3.3. Учет турбулентности атмосферы при энергетическом расчете. При конструировании ОЭП одним из основных критериев правильности расчета коллимирующей системы является постоянное (в допустимых пределах) количество световой энергии, попадающей в приемную оптическую систему во всем диапазоне перемещений входного зрачка в освещенной зоне. Это значит, что зона с равномерной освещенностью должна быть не меньше диапазона рабочих перемещений ОЭП.

Если предположить, что световая зона, создаваемая излучателем в плоскости входного зрачка приемной оптической системы, значительно больше размера входного зрачка и освещенность по полю зрачка равномерна, и ее значение равно освещенности в центре входного зрачка, то условия, определяющие размеры и распределение освещенности в световой зоне, необходимые для правильной работы ОЭП, будут следующими:

$$\frac{E_0}{E_{\text{ср}}} - 1 \leq \Delta \text{ для центра зоны,} \quad (6.19)$$

$$1 - \frac{E(r)}{E_{\text{ср}}} \leq \Delta \text{ для края зоны,} \quad (6.19a)$$

где Δ — относительная величина допустимых колебаний светового потока, попадающего в приемную оптическую систему; r — радиус световой зоны; E_0 и $E(r)$ — освещенности в центре и на краю рабочей световой зоны; $E_{\text{ср}}$ — средняя освещенность в световой зоне, равная

$$E_{\text{ср}} = \left[2 \int_0^r E(r) r dr \right] / r^2. \quad (6.20)$$

Для пучка лазера с гауссовым распределением интенсивности по сечению пучка при выполнении неравенства (6.19a) выполняется также и (6.19). Поэтому для известного среднего распределения освещенности $E(r)$ величина эффективного радиуса рабочей световой зоны может быть получена после подстановки (6.20) в (6.19a) и ее небольших преобразований:

$$2(1 + \Delta) \int_0^{r_{\text{эфф}}} E(r) r dr - r_{\text{эфф}}^2 E(r_{\text{эфф}}) = 0. \quad (6.21)$$

Для гауссова пучка с параметром w график зависимости Δ от $r_{\text{эфф}}/w$ представлен на рис. 6.2. С его помощью

можно найти любой из трех параметров: Δ , $r_{\text{эфф}}$ или ω при заданных других параметрах.

Примем за критерий правильности расчета соотношение

$$E_{\text{ср}} \geq q E_{\text{п}}, \quad (6.22)$$

где $E_{\text{ср}}$ — величина освещенности в рабочей зоне; $E_{\text{п}}$ — величина пороговой освещенности приемника лучистой энергии, приведенная ко входу оптической системы; q — необходимое отношение сигнал/шум.

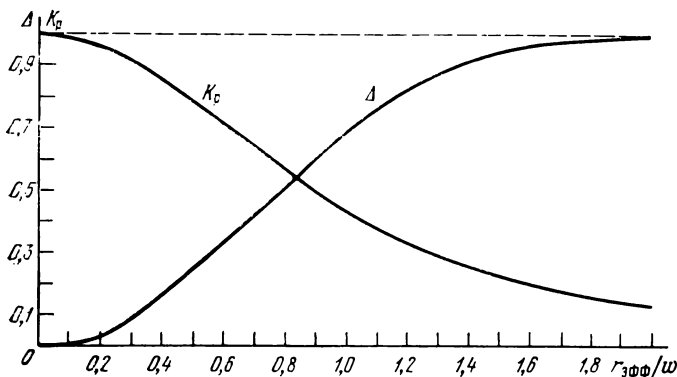


Рис. 6.2. К выбору параметров пучка лазера при энергетических расчетах.

При равномерной освещенности входного зрачка приемной оптической системы ОЭП

$$E_{\text{ср}} = K_p K_t M(L, 0),$$

где $M(L, 0)$ — плотность потока излучения в центре сечения лазерного пучка в плоскости приемной апертуры ОЭП в отсутствие турбулентности, равная $M(L, 0) \equiv E_0$. Коэффициент K_p учитывает разницу между $M(L, 0)$ и средней интенсивностью в рабочей зоне сечения пучка (рис. 6.2). Величина K_t характеризует падение интенсивности в центре сечения пучка вследствие турбулентного размытия. Она может быть рассчитана по следующей формуле, вытекающей из соотношения (4.8):

$$K_t = \frac{I(L, 0)_t}{I(L, 0)} = \left[1 + \frac{8B\sigma_0^{12/5}}{(1 + L/R_0)^2 + B^2} \right]^{-1}.$$

Необходимо отметить, что при наличии турбулентности величина рабочей зоны сечения пучка увеличивается. В связи с этим при проведении предварительного энергетического расчета ОЭП в качестве коэффициента K_T следует принимать его значение при наихудших с точки зрения турбулентности условий эксплуатации ОЭП. В то же время рабочая зона сечения пучка, характеризующая угловой диапазон работы оптико-электронного угломера, должна определяться величиной зоны при наименьшем значении структурной постоянной показателя преломления атмосферы C_n^2 , имеющей место в реальных условиях работы ОЭП.

При проведении пересчета ко входу оптической системы пороговой освещенности фотоприемника необходимо учитывать, что вследствие нарушения когерентности волны изображение излучателя в плоскости приемника (или в плоскости анализа ОЭП) будет искажено, причем спектральная функция среднего распределения освещенности будет содержать в качестве сомножителя частотно-контрастную характеристику турбулентной атмосферы [185].

Рассмотрим влияние турбулентного искажения изображения на примере высокоточного оптико-электронного углоизмерительного устройства, использующего в качестве излучателя точечный источник света. В работе [205] показано, что чувствительность угломера пропорциональна освещенности в центре кружка рассеяния (изображения излучателя). Ослабление интенсивности в центре изображения излучателя, обусловленное флуктуациями амплитуды и фазы световой волны из-за турбулентности может быть описано функцией [185]

$$G(a) = \frac{16}{\pi} \int_0^1 e^{-ax^{5/3}} \{\arccos x - x\sqrt{1-x^2}\} x dx,$$

где $a = 1,45k^2LC_n^2(2r_0)^{5/3}$; $x = r/2r_0$. Таким образом, формула (6.22) с учетом влияния турбулентности и неравномерности распределения интенсивности по сечению пучка может быть записана в виде

$$E_0 \geq qE_n / K_p K_T G(a).$$

6.4. Точностные расчеты ОЭП с лазерами

Вопросы расчета точности ОЭП с лазерами достаточно сложны и многообразны. Наиболее полно они разработаны по отношению к оптическим локаторам и дальномерам [4, 13, 206]. Рассмотрим лишь некоторые вопросы, связанные с точностью работы оптико-электронного угломера, в котором в качестве источника излучения используется лазер (рис. 6.3). Если принимаемый поток характеризуется энергетической осью, совпадающей с оптической осью приемного объектива (1), то при попадании на разделительную призму (2), ребро

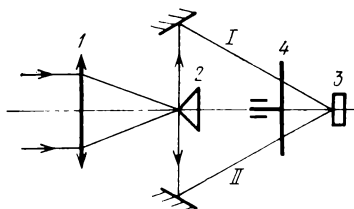


Рис. 6.3. Принципиальная схема датчика углового положения.

которой установлено в фокальной плоскости объектива, поток разделится поровну. В этом случае перемещающаяся составляющая с присмешка излучения (3), возникающая при попеременном пропускании потока, идущего по каналу I или II с помощью обтюратора (4), равна нулю. При отклонении пучка от оптической оси системы, которая, кстати, определяется линией, соединяющей ребро разделительной призмы с задней узловой точкой объектива, возникает сигнал рассогласования, пропорциональный угловому смещению принимаемого пучка.

Если облучать объект потоком лазера так, чтобы отраженное излучение попадало в приемный объектив, или устанавливать лазер на самом объекте, можно определить угловое смещение объекта. Специфика излучения лазеров может сказаться на точности работы описанного устройства по следующим причинам: негомоцентричность пучка и неравномерное распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка.

Если облучать объект потоком лазера так, чтобы отраженное излучение попадало в приемный объектив, или устанавливать лазер на самом объекте, можно определить угловое смещение объекта. Специфика излучения лазеров может сказаться на точности работы описанного устройства по следующим причинам: негомоцентричность пучка и неравномерное распределение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка.

6.4.1. Учет негомоцентричности пучка лазеров при угловых измерениях. При высокоточных измерениях необходимо определить, пучок каких лучей падает на объектив приемной оптической системы. Из формулы (2.9) можно определить радиус кривизны волнового фронта пучка лазера на расстоянии z от перетяжки пучка

$$R_z = z + R_0^2/4z,$$

где R_0 — эквивалентный конфокальный параметр резонатора. Из этой формулы видно, что пучок можно рассматривать как расходящийся (когда $R_z \approx z$) при $z \gg R_0$ и как параллельный при $z \rightarrow \infty$ и $D_{\text{вх зр}} \ll z$. Таким образом, речь идет об известной степени приближения к тому или иному пучку [207].

Определим, при каких условиях пучок можно рассматривать как параллельный. Пусть центр кривизны находится в точке P , а входной зрачок приемной оптической системы — в точке O (рис. 6.4). Радиус кривиз-

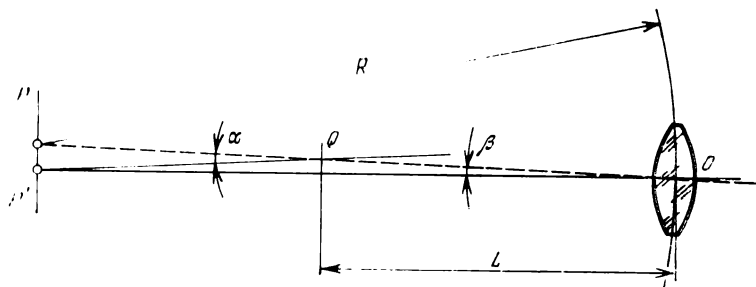


Рис. 6.4. К выводу формулы (6.23).

ны волнового фронта пучка, падающего на входной зрачок $R^* \cdot PQ$. Точка Q является центром вращения объекта и находится на расстоянии L от входного зрачка угломера. При повороте пучка вокруг точки Q на угол α центр кривизны P переместится в точку P' . В первоначальном положении ось пучка составляла с осью угломера угол β ; при повороте пусть $\beta = 0$. Таким образом, при развороте объекта на угол α угломер зафиксирует смещение объекта на угол β . Из рисунка видно, что величина угла β будет определяться отношением смещения PP' к R .

Полагая, что $PP' \ll R$, можно записать $(R-L)\alpha = R\beta$, откуда $\alpha = \beta R / (R-L)$. Разность между углом поворота объекта α и измеряемым углом β будет следующая:

$$\Delta\alpha = \beta(R/L - 1)^{-1}. \quad (6.23)$$

Если α отличается от β на величину, меньшую чувствительности угломера $\delta\beta$, то это соответствует случаю, когда лазер является источником параллельных лучей.

Действительно, при расходящемся пучке $\alpha=\beta$ только при $PQ \gg L$.

Условие, сформулированное выше, можно записать как $\Delta\alpha \leq \delta\beta$. С учетом формулы (6.23) после небольших преобразований получим

$$\beta/\delta\beta \leq (R/L - 1),$$

где $\beta/\delta\beta = K_d$ — динамический диапазон углоизмерительного прибора, т. е. $(R/L - 1) \geq K_d$.

Следовательно, радиус кривизны волнового фронта расходящегося пучка, допустимый при измерениях угловых поворотов, может быть определен из следующего неравенства:

$$R \geq (K_d + 1)L,$$

а сходящегося пучка

$$R \geq (K_d - 1)L.$$

Если R меньше допустимого значения, то фиксируемый угломером угол не будет равен углу поворота объекта, и получится погрешность, равная $\Delta\alpha$.

Если углоизмерительный прибор фиксирует угол β как результат линейного смещения точечного объекта, то совсем не обязательно, чтобы центр источника совпадал с наблюдаемым объектом. В этом случае

$$K_d \geq |R/L - 1|,$$

а радиусы кривизны расходящихся и сходящихся пучков соответственно равны

$$R_{\text{рск}} \leq (K_d + 1)L; \quad R_{\text{ск}} \leq (K_d - 1)L.$$

В современных угломерах, работающих по принципиальной схеме рис. 6.3, наибольшее значение K_d достигает 100, поэтому граничное значение $R = 100L$. Таким образом, при выборе лазера и параметров формирующей оптической системы необходимо, чтобы радиус кривизны волнового фронта пучка в плоскости входного зрачка угломера в зависимости от условий работы прибора удовлетворял соотношению

$$(K_d + 1)L \geq (R^2/4L + L),$$

откуда

$$R_s \leq 2L \sqrt{K_d}. \quad (6.24)$$

При $K_d=100$ на расстояниях $L=100$ м для проведения высокоточных угловых измерений необходимо иметь $R_s \geq 2000$ м. Такое значение R_s , естественно, можно получить лишь с помощью оптической системы, увеличивающей диаметр перетяжки пучка, например, с помощью квазителескопической системы (см. § 3.2). Если угломер измеряется линсйные перемещения, то $R_s \leq$

2000 м, что выполняется без применения внешней оптической системы, т. е. здесь можно использовать пучок любого лазера без преобразований. Однако при небольших расстояниях необходимо, наоборот, уменьшать величину R_s , что можно сделать с помощью одиночной положительной или отрицательной линзы. Учет неомоноцентричности пучка необходим и в том случае, когда угломер работает по схеме с обратным отражением.

Если лазер используется в качестве светящейся точки, по которой делаются отметки при угловых измерениях, то угловые развороты лазера относительно центра, над которым он закреплен, не должны вызывать смещения изображения пучка в фокальной плоскости приемного объектива. Нетрудно видеть, что это достигается при условии, когда

$$PQ\alpha/R < \Delta\beta,$$

где $\Delta\beta$ — допустимая погрешность измерения углов. Естественно поэтому, применяя лазер в этом случае, надо уменьшать PQ , сокращая расстояния от центра вращения до центра кривизны волнового фронта. Задача облегчается при уменьшении величины R_s .

Возвращаясь к неравенству (6.24), можно записать, что с учетом использования телескопической системы требования к R_s для высокоточных угловых измерений уменьшаются в число раз, равное квадрату углового увеличения системы $R_s \geq 2L \sqrt{K_d \Gamma^2}$. Например, используя телескопическую систему с $\Gamma=0,02$, при измерениях на расстоянии до 100 м необходимо иметь конфокальный параметр $R_s \cdot 2 \cdot 100 \sqrt{100 \cdot 4 \cdot 10^{-4}} = 800$ мм.

6.4.2. Учет неравномерности распределения интенсивности в пучке при угловых измерениях. Неравномерность потока, попадающего во входной зрачок угломера, приводит к дополнительной погрешности в измерении угла. Оценить допустимую величину изменения потока можно, если знать влияние изменения на точность измерений,

которое различно для разных типов угломеров. Зная допустимую величину изменения потока Δ и распределение интенсивности в сечении пучка, можно найти величину рабочей световой зоны, при работе в пределах которой погрешности измерения не превышают допустимой величины. Для одномодового (мода TEM_{00}) пучка эта задача решается с помощью графика зависимости Δ от $r_{эфф}/\omega$ (рис. 6.2).

6.4.3. Расчет характеристики потока при анализе пятна основной моды различными диафрагмами. При оценке точности работы угломера, работающего по принципу деления пятна в фокальной плоскости приемного объектива, приходится встречаться с двумя видами распределения интенсивности в пятне, соответствующими двум основным режимам работы лазеров: одномодовому (TEM_{00}) и многомодовому. Распределение при многомодовом режиме нельзя описать какой-либо математической зависимостью, так как обычно неизвестно ни число мод в излучении, ни распределение энергии по модам. Поэтому надо либо знать экспериментальное распределение интенсивности в многомодовом лучке, либо принимать его близким к равномерному (при ориентировочных расчетах в случае большого числа мод). Однако если анализ производится сканированием некоторой диафрагмы в виде круглого отверстия небольшого диаметра (значительно меньше диаметра пучка) или щели с небольшой шириной, то такое допущение может оказаться слишком грубым.

При анализе одномодового излучения удобно определять абсолютную плотность потока в центре пучка через полный поток излучения TEM_{00} . Эту зависимость легко получить из выражения

$$\Phi = 4 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} M_0 e^{-2(x^2+y^2)/\omega^2} dx dy = 4M_0 \left(\frac{V\pi\omega}{2V^2} \right)^2,$$

откуда

$$M_0 = 2\Phi / \pi\omega^2. \quad (6.25)$$

Если излучение основной моды закрывается диафрагмой с отверстием радиусом a , центр которой совпадает с центром распределения Гаусса, то через это отверстие проходит поток, равный

$$\Phi_a = \Phi [1 - e^{-2(a/\omega)^2}]. \quad (6.26)$$

Рассмотрим некоторые случаи анализа одномодового распределения: круглой диафрагмой небольшого диаметра, щелью небольшой ширины (длина щели неограничена), щелчком, открывающей или закрывающей пучок, и ребором раздельной призмы.

Первый случай является наиболее простым. Пусть распределение описывается законом Гаусса

$$M = M_0 \exp[-2(r/w)^2],$$

где r — текущая полярная координата распределения; w — размер пятна по уровню снижения интенсивности

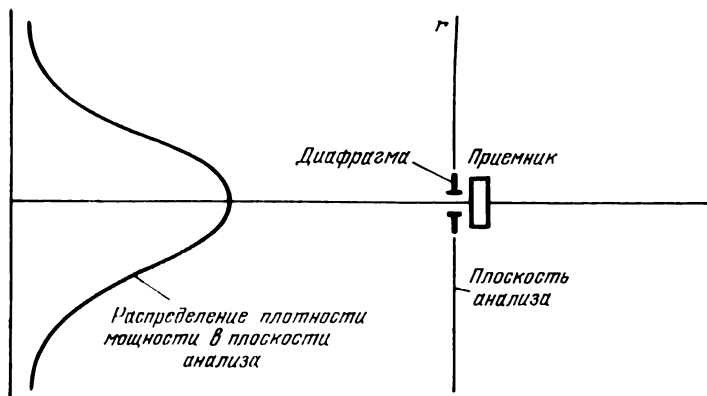


Рис. 6.5. Сканирование пучка основной моды диафрагмой.

в e^2 раз. В некоторой плоскости происходит сканирование диафрагмой, причем диаметр диафрагмы $d \ll w$. За диафрагмой установлен приемник излучения (рис. 6.5). Сигнал с приемника пропорционален потоку излучения, проходящему через диафрагму в каждый момент времени. Величина M есть не что иное, как плотность потока излучения. Таким образом, считая, что в пределах диафрагмы M постоянна, поток, прошедший через диафрагму, будет равен

$$\Phi = M \pi d^2 / 4,$$

а сигнал с приемника излучения

$$U(r) = (\pi/4) d^2 M_0 \exp[-2(r/w)^2] S_\lambda,$$

где S_λ — абсолютная спектральная чувствительность приемника.

Величину M_0 в абсолютных величинах легко найти по (6.25), зная полную мощность в пучке. Сигнал с приемника при сканировании пучка одномодового излучения диафрагмой небольшого диаметра будет выражаться кривой Гаусса, если приемник работает на линейном участке энергетической характеристики, а скорость сканирования соответствует постоянной времени.

Перейдем к рассмотрению сканирования пучка диафрагмой в виде щели. Будем опять полагать, что поток, прошедший через щель, полностью попадает на прием-

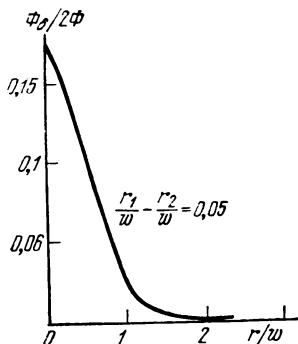


Рис. 6.6. Зависимость потока, проходящего через щель, от координаты щели.

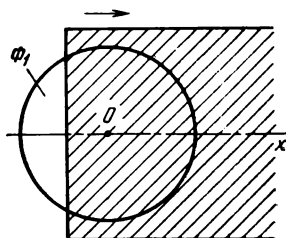


Рис. 6.7. Сканирование пучка шторкой.

ник излучения. Величину потока в данном случае можно выразить как

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{x_1}^{x_2} M_0 \exp \left\{ -2 \left[\left(\frac{x}{w} \right)^2 + \left(\frac{y}{w} \right)^2 \right] \right\} dx dy.$$

Произведя интегрирование, получаем

$$\Phi_\delta = M_0 \omega^2 \pi / 4 [\psi(\sqrt{2} x_1 / \omega) - \psi(\sqrt{2} x_2 / \omega)],$$

где $\delta = (x_2 - x_1)$ — ширина щели. Сигнал с приемника выразится как $U(x) = \Phi_\delta S_\lambda$, где $x \approx x_1 \approx x_2$. Выражая M_0 из (6.25), получаем

$$\Phi_\delta = (\Phi/2) [\psi(\sqrt{2} x_1 / \omega) - \psi(\sqrt{2} x_2 / \omega)], \quad (6.27)$$

где Φ — поток излучения лазера. Очевидно, что выбор направления оси x не имеет никакого значения и величину x в (6.27) можно заменить r . Если приемник работает на линейном участке энергетической характеристики и скорость сканирования соответствует постоянной времени приемника, то сигнал с приемника будет иметь вид, показанный на рис. 6.6.

Если диафрагма имеет вид шторки, первоначально закрывающей весь пучок, то при движении шторки от

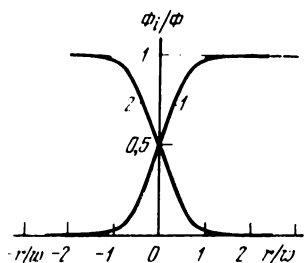


Рис. 6.8. Зависимость потока от r/w при открывании и закрывании пятна основной моды шторкой.

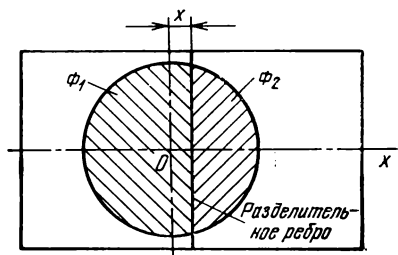


Рис. 6.9. Сканирование пучка разделительной призмой.

$x = -\infty$ до $x=0$ поток, пропускаемый шторкой, можно представить в виде (рис. 6.7)

$$\Phi_1(-x) = \frac{\Phi}{2} - \int_0^x \int_{-\infty}^{\infty} M_0 e^{-2[(x/w)^2 + (y/w)^2]} dx dy,$$

где Φ — полный поток в пучке лазера. Произведя интегрирование, получим

$$\Phi_1(-x) = \Phi/2 - \pi w^2 M_0 \psi\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right)/4, \quad (6.28)$$

где $\psi(\sqrt{2}x/w)$ — значение функции ошибок при аргументе, равном $|\sqrt{2}x/w|$ [217]. Заменяя M_0 величиной $2\Phi/\pi w^2$ и подставляя это значение в (6.28), получаем

$$\Phi_1(-x) = \Phi [1 - \psi(\sqrt{2}x/w)]/2.$$

При движении шторки от $x=0$ до $x=\infty$ увеличение потока можно представить зависимостью

$$\Phi_2(x) = \Phi [1 + \psi(\sqrt{2}x/w)]/2.$$

Общая зависимость $\Phi(r)$ построена на рис. 6.8 (кривая 1), где $r \equiv x$. Если, наоборот, шторка при своем движении закрывает пучок, то уменьшение потока при движении шторки от $x = -\infty$ до $x = 0$ будет иметь вид

$$\Phi'_1(-x) = \Phi - \left[\frac{\Phi_0}{2} - \int_0^x \int_{-\infty}^{\infty} M_0 e^{-2[(x/w)^2 + (y/w)^2]} dx dy \right].$$

Произведя действия, аналогичные предыдущим, получим

$$\Phi'_1(-x) = \Phi [1 + \psi(\sqrt{2} x/w)]/2,$$

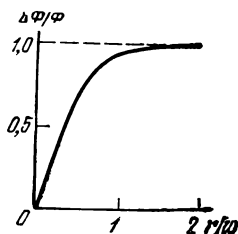


Рис. 6.10. Зависимость разности потоков при делении пятна разделительной призмой от r/w .

а при движении шторки от $x = 0$ до $x = \infty$

$$\Phi'_2(x) = \Phi [1 - \psi(\sqrt{2} x/w)]/2.$$

Общая зависимость $\Phi'_i(x)$ построена на рис. 6.8 (кривая 2).

Наконец, рассмотрим случай деления пятна одномодового излучения ребром разделительной призмы (рис. 6.9). В этом случае разностный поток от обеих граней призмы равен

$$\Delta\Phi(x) = 2 \int_0^x \int_{-\infty}^{\infty} M_0 e^{-2[(x/w)^2 + (y/w)^2]} dx dy$$

или

$$\Delta\Phi(x) = \pi\omega^2 M_0 \psi(\sqrt{2} x/w)/2.$$

Заменяя M_0 его значением из (6.25), получаем

$$\Delta\Phi(x) = \Phi \psi(\sqrt{2} x/w).$$

График зависимости $\Delta\Phi(r)$ представлен на рис. 6.10.

6.5. Некоторые вопросы конструирования ОЭП с лазерами

Выбор конструктивных параметров ОЭП с лазерами должен производиться с учетом обеспечения нормальных условий работы лазера и особенностей его как источника излучения. Необходимо обеспечить жесткость крепления, привязку плоскости поляризации по отношению к другим элементам оптической системы, возможность юстировки, требуемый температурный режим, возможность замены одного генератора другим, предусмотреть меры по технике безопасности.

6.5.1. Изменение положения оси пучка лазера. Оптическая ось пучка лазера задается оптической осью резонатора. Поэтому при угловых разворотах резонатора в целом или угловом смещении зеркала резонатора положение оси пучка изменяется. Вместе с тем изменяется и направление оси пучка на выходе из оптической системы. Поэтому при конструировании ОЭП необходимо предусмотреть юстировки лазера как по углу, так и в продольных направлениях и обеспечить более жесткую привязку лазера относительно оптической системы, чем в случае применения обычного источника излучения.

Причиной изменения положения оптической оси резонатора является неравномерный нагрев деталей резонатора. Температурные деформации корпуса, естественно, оказывают наибольшее влияние при горизонтальном расположении лазера (верхние детали нагреваются сильнее). Поэтому если угол поворота больше допустимого значения, то целесообразно располагать лазер вертикально. Следует отметить, что коллимирующая оптическая система на выходе лазера уменьшает угловые развороты оси пучка. Наконец, в зависимости от назначения лазера можно предусмотреть прогрев лазера в течение некоторого времени до начала измерительных работ.

В некоторых случаях важно также и то, вокруг какой точки происходит разворот резонатора. Например, если пучок лазера используется для задания опорного направления и принимается приемником, размеры которого меньше площади сечения пучка в его плоскости, то можно представить себе следующие случаи.

При повороте лазера пучок не выходит за пределы входного зрачка приемника. В этом случае, если разворот лазера происходит вокруг точки (см. рис. 6.11,а), являющейся центром кривизны сферического волнового фронта пучка, падающего на приемник (при достаточно большом удалении приемника от лазера это будет центром перетяжки выходного пучка), то приемник не зафиксирует углового смещения пучка, если распределение интенсивности излучения по углу равномерное. При неравномерном распределении изображения пучка лазера в фокальной плоскости приемного объектива останется неподвижным, но распределение плотности мощности в нем изменится.

Если же поворот происходит вокруг точки, не соответствующей центру волнового фронта падающего на приемник пучка, то в фокальной плоскости произойдет смещение изображения (рис. 6.11,б). Кроме того, при неравномерном распределении произойдет также перераспределение плотности мощности в изображении. Если же при развороте пучок ограничивается входным объективом, то в любом случае происходит перераспределение энергии излучения в изображении пучка.

Следует иметь в виду, что если пучок лазера коллимируется оптической системой, то вследствие больших значений R_z расстояние, на котором лазер можно считать излучающей точкой, очень велико (6.11,б). На сравнительно небольших расстояниях поворот лазера вокруг любой точки, лежащей на оптической оси резонатора, равносителен угловому повороту пучка.

6.5.2. Учет аберрации скорости и атмосферной рефракции. При конструировании лазерных систем связи с быстро движущимися объектами, например спутниками, на которых установлены уголкового отражатели, необходимо учитывать изменение углового направления отраженного пучка вследствие «абберации скорости». В двумерном случае суммарное отклонение отраженного пучка от первоначального направления дается выражением

$$\Delta\theta = \theta - \arctg (c \sin \theta - 2v) / c \cos \theta, \quad (6.29)$$

где θ — зенитный угол объекта; v — скорость движения относительно неподвижной земной системы координат. Достаточно хорошее совпадение с результатами вычисления по этой формуле получается при использовании более простой формулы:

$$\Delta\theta = (2v/c) \cos \theta.$$

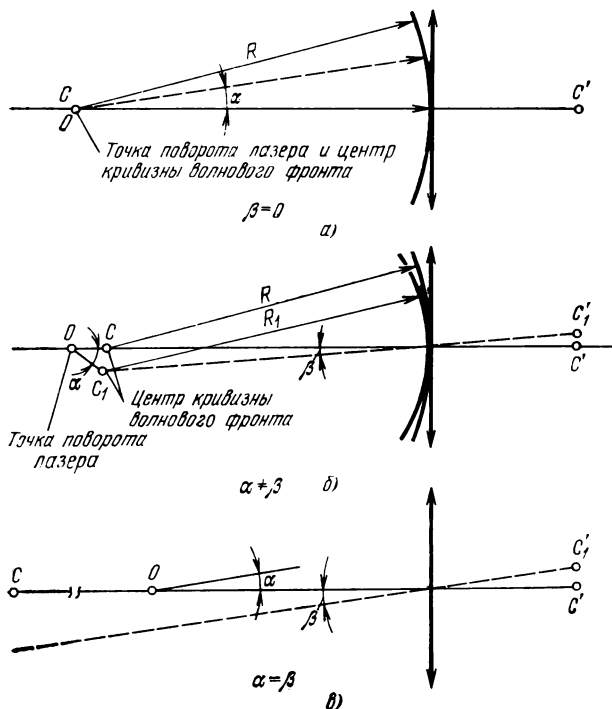


Рис. 6.11. Изображение пучка лазера при угловых разворотах прибора.

Формула (6.29) получена с учетом теории относительности. Аберрация скорости объясняется появлением члена v/c (члены с более высокой степенью опускаются) в результате перехода от пространственно-временных координат, связанных с Землей, к движущейся системе координат спутника.

При этом вектор направления распространения излучения, вышедшего из передатчика, имеет различные углы с вертикальной осью z в системе координат Земли и спутника (вектор g вращается относительно вектора v против часовой стрелки). При отражении от уголкового отражателя вектор g продолжает вращаться в том же направлении, осуществляя полный поворот $\Delta\theta$. Величина $\Delta\theta$ может достигать значений, сравнимых с дифракционной расходимостью собственного излучения передатчика или обусловленного дифракцией при отражении от уголкового отражателя. Так, при $\theta = 0$ (когда спутник находится в зените) и скорости 7 км/с $\Delta\theta = 9''$.

Вследствие аберрации скорости центр диаграммы направленности отраженного пучка не будет совпадать с центром передатчика. Поэтому при конструировании систем нужно либо смещать приемник относительно передатчика на величину предполагаемого смещения, либо конструировать уголкового отражатели с одной диаграммой направленности отраженного луча, при которой максимум интенсивности будет совпадать с апертурой приемника, совмещенной с передатчиком, либо расширять диаграмму направленности.

Следует отметить, что, хотя происходит смещение луча вследствие аберрации скорости, угловые координаты спутника при этом не изменяются. В то же время это изменение происходит вследствие атмосферной рефракции

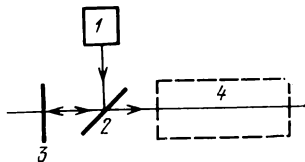


Рис. 6.12. Схема юстировки оптической системы, работающей в ИК области спектра, с помощью видимого лазера.

$$R_0 = (n_0 - 1) \operatorname{tg} z_0 [(h_0/h) (e^{-h/h_0} - 1) + 1],$$

где n_0 — показатель преломления воздуха у поверхности земли; z_0 — зенитный угол, наблюдаемый с поверхности земли; h_0 — константа, равная $9,240 \text{ км}$; h — высота спутника. Это уравнение описывает изменение R_0 с погрешностью до десятых долей угловой секунды при z_0 вплоть до $70''$. Смещение отраженного луча из-за рефракции не происходит, так как угол рефракции как для прямого, так и для отраженного сигналов почти одинаков.

6.5.3. Некоторые вопросы юстировки. Если излучение лазера происходит в видимом диапазоне спектра, то применяются известные способы визуальной оценки. Например, если требуется выставить ось пучка вдоль оси оптической системы, то можно поступить следующим образом. Находят положение оси пучка лазера на экране, удаленном на некоторое расстояние от лазера, причем оптическая система в этом случае снимается. После установки оптической системы она юстируется до тех пор, пока центр изображения на экране не окажется на прежнем месте, а изображение будет иметь наилучшее качество.

Для определения положения центра пятна или оценки его качества в обоих положениях можно использовать и фотоэлектрические способы (сканирование по пучку щелью или небольшой диафрагмой, за которыми расположен приемник излучения, применение ЭОП и другие способы). При использовании фотоэлектрических способов можно юстировать и лазеры, излучающие в инфракрасной или ультрафиолетовой областях спектра. Однако в некоторых случаях фотоэлектрическая оценка затруднена из-за необходимости иметь приемники излучения или ненаглядна.

Для того чтобы установить предварительно ось пучка лазера, работающего в ИК области спектра вдоль оптической оси системы, иногда можно использовать лазер, излучающий в видимом диапазоне спектра. Один из способов юстировки показан на схеме рис. 6.12. Предполагается, что выходное зеркало резонатора плоское. Излучение от лазера, с помощью которого производится юстировка (1), отражается от полупрозрачной пластинки (2) и попадает на выходное зеркало резонатора юстируемого лазера (3). Отразившись от зеркала и пройдя снова полупрозрачную пластинку, пучок попадает в юстируемую оптическую систему (4).

Естественно, что этот способ юстировки пригоден лишь в том случае, когда оптическая система пропускает как видимое, так и инфракрасное излучение. Поэтому если оптическая система требует очень сложной юстировки, то следует выбирать материалы оптических деталей, работающих на пропускание, прозрачные в заданных областях спектра. Практически при этом можно лишь установить оптические детали надлежащим образом относительно оси по углу и в поперечном направлении. Полностью же исследовать свойства оптической системы при использовании видимого излучения, если она работает в другом диапазоне, невозможно, так как показатели преломления материалов различны для разных длин волн. Поэтому поперечные размеры пучка, положения фокальных плоскостей, расходимости будут различными для разных лазеров; не изменяются параметры только для зеркальной оптической системы.

Параметры промышленных лазеров

Название и марка лазера	Длина волны генерации, мкм	Режим работы	Плоский угол расходимости $2\theta'$	Мощность или энергия генерации, Вт (непрерывный режим), Дж (импульсный режим)	Специальные данные	Литература
Газовые лазеры						
Гелий-неоновый ЛГ-55	0,6328	Непрерывный многомодовый одномодовый	10 5	$2 \cdot 10^{-3}$ $1 \cdot 10^{-3}$	Окна трубки и зеркала резонатора имеют местную герметизацию	[4, 209, 210]
ЛГ-56	0,6328	Непрерывный многомодовый	10	$2 \cdot 10^{-3}$	Имеет пылевлаго-проницаемый корпус	[210]
ОКГ-13	0,6328	Непрерывный многомодовый одномодовый	7 7	$4 \cdot 10^{-3}$ $1 \cdot 10^{-3}$	Долговечность 500 ч	[9]
ЛГ-75 ЛГ-75 А	0,6328 3,39	Непрерывный многомодовый	10 10	$25 \cdot 10^{-3}$ $20 \cdot 10^{-3}$	Лазер сохраняет устойчивость юстировки в течение всего срока службы	[9]
ЛГ-65	1,153	Непрерывный многомодовый	15	$20 \cdot 10^{-3}$	Лазер сохраняет устойчивость юстировки в течение всего срока службы	[9, 210]

Название и марка лазера	Длина волны генерации, мкм	Режим работы	Плоский угол расходимости $2\theta'$	Мощность или энергия генерации, Вт (непрерывный режим), Дж (импульсный режим)	Специальные данные	Литература
ЛГ-35	0,6328 1,153	Непрерывный многомодовый	1—3	$(6-10) \cdot 10^{-3}$ $(10-15) \cdot 10^{-3}$	Долговечность 500 ч	[4]
ОКГ-12	0,6328	То же	20×40	$20 \cdot 10^{-3}$	Долговечность 500 ч	[9, 210]
ЛГ-36	0,6328	Непрерывный многомодовый одномодовый	5	$40 \cdot 10^{-3}$ $20 \cdot 10^{-3}$	Изменение режима не требует замены элементов резонатора	[210]
ЛГ-38	0,6328	Непрерывный одномодовый	1,8	$50 \cdot 10^{-3}$	Имеется система автоматической подстройки зеркал резонатора	[210]
ЛГ-126	0,6328 1,153 3,39	Непрерывный многомодовый	10	$10 \cdot 10^{-3}$ на каждой длине волны	Выбор рабочей λ осуществляется поворотом зеркала резонатора	[210]
ЛГ-169	0,6328	То же	15	$20 \cdot 10^{-3}$	Конструкция резонатора с внутренними зеркалами	[210]
ЛГ-149	0,632991 (в вакууме)	Непрерывный одночастотный	3	$5 \cdot 10^{-4}$	Имеется возможность перестройки частоты излучения	[210]

Название и марка лазера	Длина волны генерации, мкм	Режим работы	Плоский угол расходимости $2\theta'$	Мощность или энергия генерации, Вт (непрерывный режим), Дж (импульсный режим)	Специальные данные	Литература
ЛГ-159	0,6328	Непрерывный одночастотный	2	$10 \cdot 10^{-3}$	Нестабильность частоты за 8 час работы не более $1 \cdot 10^{-8}$	[210]
На углекислом газе ОКГ-15	10,6	Непрерывный многомодовый	5	1	Диаметр пучка на выходе 4 мм	[210]
На углекислом газе ЛГ-187	10,6	Непрерывный многомодовый	30	15	Охлаждается водой	[9, 210]
Аргоновый „Малахит“	Десять длин волн в диапазоне 0,4545—0,5145	Непрерывный многомодовый	5	0,2—0,5	В форсированном режиме мощность излучения 1 Вт	[210]
Аргоновый ЛГ-109	0,488	Непрерывный многомодовый	6	1	Охлаждается водой	[210]
ЛГИ-37	0,526 0,5353 0,5397 0,5955	Импульсный, $\Delta t = 0,3$ мкс, $f = 0,1—0,7$ кГц	6	Импульсная мощность 20	Долговечность активного элемента не менее 100 ч	[210]

Название и марка лазера	Длина волны генерации, мкм	Режим работы	Плоский угол расходимости 2θ'	Мощность или энергия генерации, Вт (непрерывный режим), Дж (импульсный режим)	Специальные данные	Литература
Гелий—кадмиевый КЛ-1	0,4416	Непрерывный одномодовый	3	$5 \cdot 10^{-3}$	—	[210]
Азотный „Сигнал—2“	0,337	Импульсный $\Delta t = 15$ нс $f = 220$ Гц	3	Импульсная мощность $(5-10) \cdot 10^3$	Потребляемая мощность 0,3 кВт	[210]

Твердотельные лазеры

Неодимовый с удвоенной частоты ИТ-115	0,53	Импульсный $f = 15$ Гц $\Delta t = 50$ нс	—	Импульсная мощность $0,5 \cdot 10^6$ Вт	Модуляция добротности осуществляется вращающейся призмой, 30 об/с	Перспектив ВДНХ СССР
Рубиновый ОГМ-20	0,6943	Импульсный $\Delta t = 20$ нс $f = 1$ Гц	На выходе телескопа < 2	0,4	Снабжен телескопом $\Gamma = 0,1$ и визиром $\Gamma = 10$	[210]
Неодимовый ГСИ-1	1,06	Импульсный $\Delta t = 7 \cdot 10^{-4}$ с $f = 0,1$ Гц	70—80	75	Охлаждение проточной водой или воздухом	4

Название и марка лазера	Длина волны генерации, мкм	Режим работы	Плоский угол расходимости $2\theta'$	Мощность или энергия генерации, Вт (непрерывный режим), Дж (импульсный режим)	Специальные данные	Литература
На вольфрамите кальция ИТ-118	1,06	Непрерывный	—	0,1	—	[4, 9]
Рубиновый ГОР-100 М	0,6943	Импульсный $f = 1/180$ Гц	10	100	—	[9, 210]
Неодимовый ГОС-30 М	1,06	Импульсный $f = 1/180$ Гц	10	30	—	[210]
Рубиновый Раздан-2А	0,6943	Импульсный $\Delta t = 0,5$ мс $f = 2$ Гц	50	2	Охлаждение водой	[9]
Рубиновый ИТ-84	0,6943	Импульсный (одиночные или серия) $\Delta t = 0,5$ мс $f \approx 1$ Гц	1 (на выходе телескопической системы $\Gamma = 0,05$)	0,3—0,6	Охлаждение проточной водой	[164]
Неодимовый ИТ-178	1,06	Модуляция добротности пассивным затвором	0,5	150	Применен резонатор телескопического типа	Перспектив ВДНХ СССР

Название и марка лазера	Длина волны генерации, мкм	Режим работы	Плоский угол расходимости $2\theta^\circ$	Импульсная мощность генерации, Вт	Специальные данные	Литература
-------------------------	----------------------------	--------------	---	-----------------------------------	--------------------	------------

Проводниковые лазеры

На арсениде галлия „Коллибри“	0,89—0,91	Импульсный $\Delta t = 0,07$ мкс; $f = 400—2000$ Гц	—	1—5	Запуск прибора может осуществляться от внешнего генератора	[210, 212]
На арсениде галлия „Комета-1“	0,84—0,86	Импульсный $\Delta t = 200$ мкс $f = 1—10$ кГц	—	3	Охлаждение жидким азотом	[4, 9, 210]
На арсениде галлия Луч-3	0,844	Импульсный $f = 400—2000$ Гц	—	10	Охлаждение жидким азотом	[210]
КГП-1М (с электронным возбуждением)	0,83—0,86	Импульсный $f < 2000$ МГц $\Delta t = 10^{-6}—10^{-10}$ с	< 15	100	Долговечность > 200 ч	[213]
КГС-1М (с электронным возбуждением)	0,83—0,86	Импульсный $\Delta t = 10^{-7}—10^{-9}$ с $f < 1000$ МГц	< 15	> 1 кВт	Долговечность 200 ч	[213]

Пороговая плотность оптических материалов

Материал	Пороговая плотность Вт/см²	Параметры излучения λ , мкм; Δt , с	Характер повреждений
Оптическое стекло			
Алюмосиликатное закаленное	$0,6 \cdot 10^{10}$	$\lambda = 0,6943 \quad \Delta t = 70 \cdot 10^{-9}$	При указанных плотностях происходит разрушение образца. Излучение фокусировалось внутри образца
обожженное	$1,54 \cdot 10^{10}$		
Боросиликатное закаленное	$4,5 \cdot 10^{10}$		
обожженное	$0,6 \cdot 10^{10}$		
Кварцевое, 96%-ное	$49 \cdot 10^{10}$		
Кварцевое, высоко- чистое	$47 \cdot 10^{10}$		
Белый крон	$50 \cdot 10^{10}$		
Сверхтяжелый флинт	$0,56 \cdot 10^{10}$		
Боросиликатный крон	$71 \cdot 10^{10}$		
Тяжелый бариевый крон	$71 \cdot 10^{10}$		
Лантановое борат- ное	$0,2 \cdot 10^{10}$		
Бариевый крон	28 Дж/см²		
при травлении кис- лотой HF10%	40 Дж/см²		Поверхностное разрушение
с платиновыми включениями	12 ± 3 Дж/см²		
без включений	400 Дж/см²		
Кристаллы			
Германий	$2,5 \cdot 10^2$	—	Без разрушения длительное время
"	$2 \cdot 10^3$	—	Термическое вы- горание
"	$3 \cdot 10^3$	—	Разрушение
Хлористый натрий	$6 \cdot 10^3$	—	Без разрушений длительное время
Алмаз	10^9	$\lambda = 0,6943$	Разрушение
Германий	$> 10^8$		"
Хлористый натрий	$2 \cdot 10^9$	$\lambda = 0,6943$	"
Рубин	$(3 \cdot 10^6 - 10^6)$	—	Внутреннее раз- рушение
Естественный кварц	$0,24 \cdot 10^{10}$	$\lambda = 0,6943$; $\Delta t = 70 \cdot 10^{-9}$	То же

Материал	Пороговая плотность Вт/см ²	Параметры излучения λ , мкм; Δt , с	Характер повреждений
Арсенид галлия	$40 \cdot 10^6$	$\lambda = 1,06$	Внутреннее разрушение
" "	$107 \cdot 10^6$	$\lambda = 10,6$	То же
Хлористый калий	$1 \cdot 10^5$	—	Без разрушения длительное время
Арсенид галлия	$40 \cdot 10^3$	—	То же
Прустит	$44,5 \cdot 10^6$	$\lambda = 1,06$; $\Delta t = 10 \cdot 10^{-9}$	Разрушение
"	$76 \cdot 10^6$	$\lambda = 10,6$	"
"	$44 \cdot 10^6$	$\lambda = 0,69$	"
"	Несколько сотен	$\lambda = 1,06$ непрерывное излучение	"
Ниобат лития	$17 \cdot 10^7$	$\lambda = 1,06$; $\Delta t = 10 \cdot 10^{-9}$	"

Просветляющие и отражающие пленки

Золотая пленка	$5 \cdot 10^6$		Плавление
Полированная медь	$> 5 \cdot 10^5$		Потускнение
Металло-диэлектрическое покрытие на германиевой подложке	$> 5 \cdot 10^5$	—	Без повреждений
MgO-MgF ₂ с коэффициентом отражения 0,3%	$0,93 \cdot 10^9$	$\lambda = 1,06$	Без повреждений
То же	$1,16 \cdot 10^9$	"	Повреждение
MgF ₂ -SiO ₂ -MgF ₂ с коэффициентом отражения 0,7%	$1,31 \cdot 10^9$	"	Без повреждений
То же	$1,88 \cdot 10^9$	"	Повреждение
MgF ₂ -ThF ₄ -MgF ₂ с коэффициентом отражения 0,16%	$1,43 \cdot 10^9$	"	Без повреждений
То же	$1,84 \cdot 10^9$	"	Повреждение
MgF ₂ с коэффициентом отражения 1,98%	$1,47 \cdot 10^9$	"	Без повреждений
То же	$1,79 \cdot 10^9$	"	Повреждение

Параметры фотоумножителей и фотоэлементов

Марка приемника	Тип спектральной характеристики	Интегральная чувствительность, А/лм	Порог чувствительности, лм/Гц ^{1/2}	Спектральная чувствительность при $s_\lambda = 1$, А/Вт	Монохроматический порог чувствительности при $s_\lambda = 1$, Вт/Гц ^{1/2}	Размер чувствительной площадки, мм	Рабочее напряжение, В
Фотоумножители							
ФЭУ-11А	С-4	5	$5 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{-13}$	45	1700
ФЭУ-12А	С-5	5	$5 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-13}$	45	1700
ФЭУ-13А	С-4	6	$3,3 \cdot 10^{-11}$	$2,4 \cdot 10^3$	$8,2 \cdot 10^{-14}$	45	1700
ФЭУ-14А	С-5	6	$2,9 \cdot 10^{-11}$	$2,4 \cdot 10^3$	$7,5 \cdot 10^{-14}$	45	1700
ФЭУ-15А	С-5	30	$8,2 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-14}$	20	1700
ФЭУ-16А	С-4	30	$8 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^{-14}$	20	1700
ФЭУ-17А	С-6	1000	$3,5 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^6$	$3,3 \cdot 10^{-15}$	16×5	1400
ФЭУ-18А	С-3	1000	$3,5 \cdot 10^{-12}$	$8,9 \cdot 10^5$	$3,8 \cdot 10^{-15}$	16×5	1400
ФЭУ-19А	С-6	1000	$4,5 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^{-15}$	34	1400
ФЭУ-20	С-6	5	$6,5 \cdot 10^{-11}$	$6,0 \cdot 10^3$	$6,2 \cdot 10^{-14}$	10×5	900
ФЭУ-22	С-1	4,5	$1,9 \cdot 10^{-11}$	$3,6 \cdot 10^2$	$2,3 \cdot 10^{-13}$	16×5	1400
ФЭУ-24	С-6	10	$2,5 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^{-14}$	75	1350
ФЭУ-26	С-6	1	$4,5 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^3$	$4,2 \cdot 10^{-14}$	4×4	850
ФЭУ-27	С-7	1	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$3,5 \cdot 10^2$	$3,3 \cdot 10^{-14}$	25	1100
ФЭУ-29	С-6	10	$7,1 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^4$	$6,7 \cdot 10^{-15}$	34	1000
ФЭУ-30	С-6	1000	$1,3 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^{-14}$	50	2500
ФЭУ-31	С-6	10	$4,5 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^{-14}$	18	1400
ФЭУ-32	С-7	10	$1,8 \cdot 10^{-11}$	$3,5 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^{-14}$	25	1750
ФЭУ-35	С-6	10	$4,5 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^{-15}$	25	1400
ФЭУ-36	С-6	100	$2,3 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^{-14}$	34	2900
ФЭУ-37	С-6	1000	$9 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^6$	$8,5 \cdot 10^{-15}$	34	1800
ФЭУ-38	С-11	1000	$6,3 \cdot 10^{-12}$	$4 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^{-14}$	34	1800

Марка приемника	Тип спектральной характеристики	Интегральная чувствительность, А/лм	Порог чувствительности, лм/Гц ^{1/2}	Спектральная чувствительность при $s_\lambda = 1$, А/Вт	Монохроматический порог чувствительности при $s_\lambda = 1$, Вт/Гц ^{1/2}	Размер чувствительной площади, мм	Рабочее напряжение, В
ФЭУ-39	С-15	100	$9,8 \cdot 10^{-12}$	$1,1 \cdot 10^5$	$9,2 \cdot 10^{-15}$	34	1700
ФЭУ-49	С-8	5	$5,1 \cdot 10^{-11}$	$4,7 \cdot 10^3$	$5,1 \cdot 10^{-14}$	150	1800
ФЭУ-50	С-6	1000	$3,6 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^{-14}$	15×150	2000
ФЭУ-51	С-11	100	$6,3 \cdot 10^{-12}$	$4 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^{-14}$	25	2300
ФЭУ-52	С-8	10	$1 \cdot 10^{-11}$	$9,4 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{-14}$	70	1800
ФЭУ-53	С-4	25	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{-14}$	45	1800
ФЭУ-54	С-4	25	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{-14}$	16	1700
ФЭУ-55	С-5	25	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{-14}$	16	1700
ФЭУ-56	С-4	15	$1,5 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^{-14}$	70	1800
ФЭУ-60	С-6	30	$6,3 \cdot 10^{-12}$	$3,5 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{-15}$	10	1600
ФЭУ-62	С-1	1	$5,6 \cdot 10^{-11}$	80	$6,8 \cdot 10^{-13}$	10	1300
ФЭУ-63	С-6	1000	$4,9 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^{-14}$	100	3500
ФЭУ-64	С-6	1000	$1,3 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^{-15}$	5	1500
ФЭУ-65	С-6	1000	$9 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^6$	$8,5 \cdot 10^{-14}$	150	3500
ФЭУ-66	С-6	1	$9 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^3$	$8,5 \cdot 10^{-15}$	34	1700
ФЭУ-67	С-6	3	$8,2 \cdot 10^{-12}$	$3,6 \cdot 10^3$	$7,8 \cdot 10^{-15}$	10	1250
ФЭУ-68	С-11	1	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^2$	$2,9 \cdot 10^{-14}$	10	1400
ФЭУ-70	С-4	30	$1,9 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^4$	$4,7 \cdot 10^{-14}$	25	1700
ФЭУ-71	С-15	1000	$3,6 \cdot 10^{-12}$	$1,1 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^{-15}$	16	1300
ФЭУ-81	С-4	10	$5 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{-13}$	40	1700

Марка приемника	Тип спектральной характеристики	Интегральная чувствительность, А/лм	Порог чувствительности, лм/Гц ^{1/2}	Спектральная чувствительность при $s_\lambda = 1$, А/Вт	Монохроматический порог чувствительности при $s_\lambda = 1$, Вт/Гц ^{1/2}	Размер чувствительной площадки, мм	Рабочее напряжение, В
ФЭУ-83	C-1	10	$5 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^{-12}$	25	1500
ФЭУ-84	C-8	100	$1 \cdot 10^{-12}$	$9,4 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^{-15}$	25	1450
ФЭУ-93	C-4	10	$5 \cdot 10^{-12}$	$4 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{-14}$	40	1300

Фотоэлементы

СЦВ-51	C-2	$100 \cdot 10^{-6}$	$0,6 \cdot 10^{-9}$	$92 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-12}$	30	240
Ф-1	C-3	$100 \cdot 10^{-6}$	$0,6 \cdot 10^{-12}$ при $U = 80$ В	$89 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-15}$	10×25	100
Ф-2	C-6	$30 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-9}$	$36 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-12}$	12×20	100
Ф-3	C-7	$70 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-10}$ при $U = 50$ В	$25 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-12}$	90	100
Ф-5	C-1	$77 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-9}$ при $U = 30$ В	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-10}$	30×18	100
Ф-6	C-7	$50 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-11}$ при $U = 30$ В	$17,5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-13}$	33	100
Ф-8	C-2	$80 \cdot 10^{-6}$	$0,8 \cdot 10^{-9}$	$92 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-12}$	26	150
Ф-10	C-11	$80 \cdot 10^{-6}$	$0,7 \cdot 10^{-11}$	$32 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-14}$	60	100
ЦГ-4	C-1	$200 \cdot 10^{-6}$	$0,9 \cdot 10^{-9}$	$16 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	38	240

Параметры фоторезисторов (ФР) и фотодиодов (ФД)

Марка приемника	Интегральная чувствительность, $\frac{\text{мкА}}{\text{лм} \cdot \text{В}}$ (ФР) $\frac{\text{мА}}{\text{лм}}$ (ФД)	Спектральная чувствительность при $s_{\lambda} = 1$, $\frac{\text{мА}}{\text{Вт} \cdot \text{В}}$ (ФР) $\frac{\text{мА}}{\text{Вт}}$ (ФД)	Площадь чувствительной площадки, мм^2	Рабочее напряжение, В
-----------------	---	---	--	-----------------------

Фоторезисторы

PbS				
ФС-А0	500	4,5	30	4—40
ФС-А1	500	4,5	30	4—40
ФС-А6	500	4,5	162	5—30
ФС-АГ1	500	4,5	30	10—75
ФС-АГ2	500	4,5	96	10—75
CdS поли-кристаллы				
ФС-К0	6000	$1,7 \cdot 10^3$	28,8	220
ФС-К1	6000	$1,7 \cdot 10^3$	28,8	220
ФС-К2	1200	$2,4 \cdot 10^3$	28,8	220
ФС-К4	6000	$1,7 \cdot 10^3$	12	220
ФС-К5	3000	$0,85 \cdot 10^3$	1,0	60
ФС-К6	3000	$0,85 \cdot 10^3$	162	220
ФС-К7а	6000	$1,7 \cdot 10^3$	200	220
ФС-К7б	6000	$1,7 \cdot 10^3$	200	50
ФС-КГ1	6000	$1,7 \cdot 10^3$	28,8	50
ФС-КГ2	6000	$1,7 \cdot 10^3$	57,6	50
CdS				
ФС-КМ1	2 А/лм	$4,8 \cdot 10^3$ А/Вт	2	70
ФС-КМ2	2 А/лм	$9 \cdot 10^3$ А/Вт	2	70
CdSe				
ФС-Д0	20000	$3,5 \cdot 10^3$	28,8	30
ФС-Д1	30000	$5,3 \cdot 10^3$	28,8	30
ФС-ДГ1	30000	$5,3 \cdot 10^3$	28,8	200

Фотодиоды

германиевые				
ФД-1	20	720	5	15
ФД-2	(10—20)	360—720	1,1	30
ФД-3	20	720	2,5	10
ФД-3А	10	360	3	10
ФД-4	20	720	5	20
кремниевые				
ФД-К1	3	140	—	20
ФД-6К	20	940	1	20
ФД-А2	6	280	—	20
КФ ДМ	(7,5—15)	350—700	1—2	20
ФД-7К	5	230	78	—
ФД-8К	4	190	2	20

Примечание. Кривые спектральных характеристик приемников см. на рис. 5.7 и 5.8.

Приложение 5

Коэффициенты отражения на границе материал—воздух ρ , %

Материал	λ , мкм							
	0,4416	0,4880	0,53	0,6328	0,6943	0,91	1,05	1,153
ЛК1	3,34	3,29	3,28	3,23	3,21	3,17	3,16	3,15
ФК14	5,19	5,17	5,10	5,03	5,00	4,94	4,91	4,89
К8	4,33	4,28	4,25	4,19	4,17	4,11	4,08	4,06
БК10	5,06	5,00	4,96	4,87	4,84	4,78	4,75	4,73
ТК14	5,67	5,60	5,55	5,48	5,44	5,37	5,38	5,32
СТК10	7,53	7,41	7,34	7,22	7,17	7,06	7,01	6,99
КФ6	4,14	4,08	4,05	3,98	3,96	3,90	3,87	3,86
БФ12	5,95	5,84	5,76	5,64	5,59	5,49	5,45	5,43
ЛФ5	5,21	5,11	5,08	4,97	4,91	4,82	4,78	4,74
Ф1	5,78	5,65	5,61	5,48	5,41	5,30	5,26	5,24
ТФ1	6,31	6,16	6,10	5,95	5,87	5,75	5,71	5,68
ОФ1	4,54	4,47	4,45	4,37	4,32	4,25	4,22	4,21
	0,6328	0,6943	0,91	1,06	1,153	2,36	3,39	10,6
NaF	1,95	1,94	1,92	1,91	1,91	1,86	1,82	1,36
LiF	2,67	2,66	2,64	2,63	2,62	2,49	2,34	0,08
CaF ₂	3,17	3,15	3,13	3,12	3,11	3,03	2,95	1,72
BaF ₂	3,67	3,66	3,61	3,59	3,95	3,53	3,49	2,70
KBr	4,74	4,69	4,60	4,57	4,55	4,49	4,47	4,32
кварц плавл.	3,47	3,45	3,40	3,37	3,36	3,17	2,89	—
Ge	—	—	—	—	—	36,71	36,32	35,98
Si	—	—	—	—	31,21	30,23	30,07	29,95

Приложение 6

Значения некоторых величин

λ , мкм	ν , $\times 10^{-14}$ с ⁻¹	$h\nu$, $\times 10^{20}$ Дж	$k = \frac{2\pi}{\lambda}$, мкм ⁻¹	$\sigma = \frac{1}{\lambda}$, $\times 10^{-4}$ см ⁻¹	$\frac{c}{\lambda^2} \cdot \times 10^{-14} \times$ $\times (\text{с} \cdot \text{мкм})^{-1}$	$\frac{1}{h\nu}$, $\times 10^{-18}$ Дж ⁻¹
0,4416	6,79	44,95	14,22	2,26	15,38	2,22
0,4880	6,15	40,65	12,87	2,05	12,60	2,46
0,53	5,66	37,47	11,85	1,89	10,68	2,67
0,6328	4,74	31,38	9,92	1,58	7,49	3,18
0,6943	4,32	28,61	9,05	1,44	6,22	3,50
0,91	3,30	21,83	6,90	1,10	3,62	4,58
1,06	2,83	18,74	5,93	0,94	2,67	5,34
1,153	2,60	17,23	5,45	0,87	2,58	5,81

Список литературы

1. Елисеев С. В. Геодезические инструменты и приборы. М., «Недра», 1973.
2. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. М., «Машиностроение», 1976.
3. Якушенков Ю. Г. Основы теории и расчета оптико-электронных приборов. М., «Сов. радио», 1971.
4. Изнар А. Н., Павлов А. В., Федоров Б. Ф. Оптико-электронные приборы космических аппаратов. М., «Машиностроение», 1972.
5. Росс М. Лазерные приемники. М., «Мир», 1969.
6. Прайт В. К. Лазерные системы связи. Пер. с англ. Под ред. А. Г. Шереметьева. М., «Связь», 1972.
7. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические генераторы на твердом теле. М., «Сов. радио», 1967.
8. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Газовые лазеры. М., Атомиздат, 1971.
9. Пестов Э. Г., Лапшин Г. М. Квантовая электроника. М., Воениздат, 1972.
10. Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М., «Сов. радио», 1968.
11. Бирнбаум Дж. Оптические квантовые генераторы. Пер. с англ. Под ред. Ф. С. Файзуллова. М., «Сов. радио», 1967.
12. Применение лазеров в военном деле. [Сб. пер. статей]. Сост. и пер. В. Н. Чернышев. М., Воениздат, 1966.
13. Волохатюк В. А., Кочетков В. М., Красовский Р. Р. Вопросы оптической локации. М., «Сов. радио», 1971.
14. Джонсон, Вайс. Лазерная система слежения с автоматическим повторным поиском и захватом цели. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 3, с. 17.
15. Голубкова В. П., Коронкевич В. П. Двойной лазерный интерферометр для определения положения объектов. — «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 4, с. 29.
16. Чернышев В. Н., Шереметьев А. Г., Кобзев В. В. Лазеры в системах связи. М., «Связь», 1966.
17. Майлес, Лотус. Мощный передатчик оптического локатора с лазером на CO_2 . — «Зарубежная радиоэлектроника», 1969, № 12, с. 12.
18. Маленькая энциклопедия. Квантовая электроника, Под ред. С. А. Ахманова. М., «Сов. энциклопедия», 1969.
19. Федоров Б. Ф. Лазеры и их применение. М., ДОСААФ, 1973.
20. Хазен А. М. Интерференция, лазеры и сверхбыстродействующие ЭВМ. М., «Знание», 1972.
21. Богданов А. Д. Гироскопы на лазерах. М., Воениздат, 1973.
22. Вакуленко А. М., Дивильковский И. М., Ковалевский Д. В., Смирнов Н. В. Оптический телефон ТО-2. — «Квантовая электроника», 1971, № 4, с. 134.
23. Кокурин Ю. Л., Курбасов В. В., Лобанов В. Ф. и др. Лазерная локация светоотражателя, установленного на «Луноходе-1». — «Квантовая электроника», 1971, № 5, с. 138.

24. Ванециан Р. А., Тычинская М. П., Захаров В. П. и др. Лазерная установка для измерения амплитуд и резонансных частот колебаний элементов механических конструкций. — «Квантовая электроника», 1971, № 4, с. 27.

25. Верещака А. И., Попов Ю. В., Смирнов В. П. Фазовый светодальноммер с ОКГ на CO_2 . — «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 1, с. 63.

26. Криксунов Л. З. Системы информации с ОКГ. Киев, «Техника», 1970.

27. Новая геодезическая техника и ее применение в строительстве. Под ред. В. А. Величко. М., «Высшая школа», 1973. Авт.: В. А. Величко, С. Ф. Мовчан, В. Е. Дементьев и др.

28. Дитчберн Р. Физическая оптика. Пер. с англ. Под ред. И. А. Яковлева. М., «Наука», 1965.

29. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. М., «Наука», 1967.

30. Климков Ю. М. Основные параметры оптических квантовых генераторов с точки зрения использования их при измерении расстояний. — «Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка», 1967, вып. 3, с. 33.

31. Применение лазеров. Пер. с англ. Под ред. В. П. Тычинского. М., «Мир», 1974.

32. Прилепин М. Т., Голубев А. Н. Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях. М., «Недра», 1972.

33. Хомутова Л. А. О фоновом пропускании узкополосных интерференционных светофильтров. — «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 9, с. 15.

34. Калитевский Н. И. Волновая оптика. М., «Наука», 1971.

35. Борисова М. С., Муравьев В. В. О самосинхронизации мод в аргоновом ионном лазере с нелинейным поглотителем. — «Оптика и спектроскопия», 1975, т. XXXVIII, вып. 4, с. 771.

36. Капорский Л. Н., Калабушкин О. И. Кюветы жидкостных неорганических ОКГ. — «Оптико-механическая промышленность», 1975, № 3, с. 68.

37. Ищенко Е. Ф. Применение лучевой матрицы для анализа резонатора с поперечной оптической неоднородностью. — «Труды МЭИ, Физика», 1971, вып. 94, с. 60.

38. Ананьев Ю. А. Неустойчивые резонаторы и их применения (обзор). — «Квантовая электроника», 1971, № 6, с. 3.

39. Алексеев В. Н., Горохов А. А. Энергетические и поляризационные характеристики ОКГ на неоднородном стекле при использовании плоского и телескопического резонаторов. — «Квантовая электроника», 1975, № 4, с. 733.

40. Ананьев Ю. А. Об установлении колебаний в неустойчивых резонаторах. — «Квантовая электроника», 1975, № 6, с. 1138.

41. Вавилов Л. А., Демин В. К., Калинин Ю. А., Кружлин Ю. И. Расчет углового распределения излучения лазера с неоднородной активной средой и телескопическим резонатором. — «Квантовая электроника», 1975, № 1, с. 51.

42. Карамзин Ю. Н., Конев Ю. Б. Численное исследование работы неустойчивых телескопических резонаторов с учетом дифракции и эффекта насыщения в активной среде. — «Квантовая электроника», 1975, № 2, с. 256.

43. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и волноводы. М., «Сов. радио», 1966.

44. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М., «Мир», 1970.

45. Высокосов Е. П., Кубарев А. В., Морозов Б. Н., Пронин В. Р. Методы измерения расходимости излучения ОКГ. — «Измерительная техника», 1973, № 5, с. 32.
46. Леонтьев В. Г., Остапченко Е. П., Седов Г. С. Оптимальные условия генерации гелий-неонового лазера, работающего на аксиальной моде TEM_{00} . — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. XXXII, вып. 4, с. 795.
47. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилейко М. В., Никитин В. В. Резонансы мощности и стабилизация частоты газового лазера с нелинейно поглощающей ячейкой. — «Квантовая электроника», 1971, № 1, с. 42.
48. Малышев В. И., Мосолов А. В., Миланич А. И. Распределение энергии неодимового лазера по модам. — «Квантовая электроника», 1975, № 9, с. 1963.
49. Зеленов А. А., Райхман Б. А., Семенов Е. П. Стабилизация мощности излучения лазера ЛГ-23. — «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 6, с. 68.
50. Паршин А. В. Стабилизация мощности He-Ne лазера. — «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 6, с. 67.
51. Говор И. Н., Нестеренко В. М. Стабилизатор мощности излучения оптического квантового генератора. — «Приборы и техника эксперимента», 1974, № 3, с. 168.
52. Зеленов А. А., Райхман Б. А., Семенов Е. П. Стабилизация мощности излучения непрерывного CO_2 -лазера. — «Оптико-механическая промышленность», 1975, № 6, с. 71.
53. Андреев А. Г., Видяйкин Б. И., Мотенко Б. Н., Равдель Д. Б. Флуктуации выходной энергии ОКГ на рубине. — «Квантовая электроника», 1971, № 4, с. 120.
54. Марданов Р. Ф. Влияние оптической неоднородности активной среды на частоту генерации газового лазера. — «Квантовая электроника», 1975, № 9, с. 1879.
55. Каяк Л. К., Калинин Н. А., Капралов В. П. Исследование частотно-стабилизированных газовых лазеров в странах-членах СЭВ. — «Измерительная техника», 1974, № 6, с. 14.
56. Батарчукова Н. Р., Глозман Ц. И., Карташов А. И. и др. Аттестация по длине волны лазеров, стабилизированных по провалу Лэмба. — «Измерительная техника», 1974, № 7, с. 83.
57. Колосовский О. А. Показатель преломления газоразрядной среды в ОКГ на CO_2 . — «Квантовая электроника», 1971, № 4, с. 107.
58. Галутва Г. В., Рязанцев А. И. Селекция типов колебаний и стабилизация частоты оптических квантовых генераторов. М., «Связь», 1972.
59. Жиряков Б. М., Попов Н. И., Фаннибо А. К. Динамика лазерного импульса в осветителе с высокой пространственной однородностью оптической накачки. — «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 4, с. 835.
60. Кузьмичев В. М., Катрич А. Б. К вопросу определения энергетического центра и диаметра пучка излучения оптического квантового генератора. — «Квантовая электроника», 1975, № 1, с. 177.
61. Дерягин В. Н., Марасин Л. Е., Попов Ю. В., Портной Е. Л. Временная структура излучения импульсных инжекционных ПКГ. — «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 8, с. 17.
62. Малышев Б. Н., Карнаух Н. П., Парамонова Н. А., Куликовский Б. Н. Пространственно-энергетические характеристики жидкостного циркуляционного ОКГ на $POCl_3SnCl_4Nd$. — «Квантовая электроника», 1971, № 1, с. 139.

63. **Стрижнев В. С.** Квантовый генератор на растворах органических соединений с накачкой импульсными лампами типа ИФП — 40000. — «Квантовая электроника», 1975, № 1, с. 191.

64. **Ищенко В. Н., Лисицын В. Н., Чернов А. А.** Перестраиваемый лазер на красителе с поперечной накачкой ультрафиолетовым лазером. — «Квантовая электроника», 1975, № 4, с. 830.

65. **Бонч-Бруевич А. М., Капорский Л. Н., Калабушкин О. И.** Жидкостные неорганические оптические квантовые генераторы. — «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 12, с. 49.

66. **Волынкин В. М., Михайлов Ю. Н., Погодаев А. К.** О необходимости фильтрации ультрафиолета при накачке ОКГ на неодимовом стекле. — «Квантовая электроника», 1971, № 3, с. 117.

67. **Волынкин В. М., Погодаев А. К.** О коррозионной активности раствора нитрата натрия, применяемого в ОКГ. — «Квантовая электроника», 1971, № 3, с. 115.

68. **Подгаецкий В. М., Скворцов Б. В., Токарева А. Н.** Связь условий накачки импульсного ОКГ на гранате с наполнением ламп. — «Квантовая электроника», 1971, № 3, с. 110.

69. **Басов Н. Г., Мнускин В. Е., Токарева А. Н.** Сравнительная эффективность накачки лазера на алюмо-нитриновом гранате с неодимом при длительной работе импульсных ламп, наполненных ксенон, криптоном и их смесями. — «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 7, с. 1648.

70. **Житкова М. Б., Кривцун В. М., Портнягин А. И., Шокин А. А.** Вихревой разряд как источник накачки лазеров в непрерывном режиме. — «Квантовая электроника», 1971, № 3, с. 48.

71. **Гардашьян В. М., Либин Ю. В., Лебединская З. Т. и др.** Широкополосные интерференционные отражающие покрытия осветителей оптических генераторов. — «Квантовая электроника», 1971, № 3, с. 113.

72. **Ищенко В. Н., Лисицын В. Н., Старинский В. Н.** Импульсный ультрафиолетовый лазер на азоте. — «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 3, с. 32.

73. **Ковш И. Б.** Методы накачки мощных газовых лазеров. — «Зарубежная радиоэлектроника», 1973, № 3, с. 86.

74. **Билак В. И., Докучаев Н. Р., Онищенко А. М. и др.** Индуцированное излучение кристаллов иттрий-алюминиевого граната с неодимом при накачке инжекционными лазерами. — «Квантовая электроника», 1975, № 5, с. 1050.

75. **Конференция по лазерной технике и ее применениям.** — «Зарубежная радиоэлектроника», 1974, № 3, с. 121.

76. **Лазер с накачкой продуктами ядерной реакции.** — «Зарубежная радиоэлектроника», 1975, № 5, с. 109.

77. **Леонтьев В. Г., Остапченко Е. П., Седов Г. С.** Активный элемент гелий-неонового лазера с металлической внутренней поверхностью стенки. — «Оптика и спектроскопия», 1972, т. XXXII, вып. 4, с. 798.

78. **Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данильчев В. А., Сучков А. Ф.** Импульсный CO_2 -лазер с высоким давлением газовой смеси. — «Квантовая электроника», 1971, № 3, с. 121.

79. **Ищенко В. Н., Лисицын В. Н., Сафонов В. П., Сорокин А. Р.** Электроразрядный CO_2 -лазер высокого давления. — «Квантовая электроника», 1975, № 7, с. 1374.

80. **Бруннер В., Фишер Р., Клозе Э.** Вторая международная конференция. Лазеры и их применение. — «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 3, с. 724.

81. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф. Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе. — УФН, 1974, т. 114, вып. 2, с. 213.

82. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Долгих В. А. и др. Электроионизационный метод возбуждения генерации в вакуумной ультрафиолетовой области спектра на ксеноне. — «Квантовая электроника», 1975, № 1, с. 28.

83. Лобанов А. Н., Сучков А. Ф. Пробой активной среды CO_2 -лазера собственным излучением. — «Квантовая электроника», 1974, № 12, с. 2585.

84. Каменский Е. И., Козлов В. В. Оптические квантовые генераторы с многогранным энергопроводом. — «Квантовая электроника», 1971, № 4, с. 77.

85. Китаева В. Ф., Островская Л. Я., Соболев Н. Н. Зависимость населенностей уровней AgII от диаметра разрядной трубки и магнитного поля в аргоновом лазере непрерывного действия. — «Квантовая электроника», 1971, № 4, с. 41.

86. Сенатский Ю. В. Активные элементы для мощной лазерной установки на неодимовом стекле. — «Квантовая электроника», 1971, № 5, с. 109.

87. Волков С. Ю., Пастернак Л. Б., Севастьянов Б. К. Спектральные характеристики иттрий-алюминиевого граната, активизированного хромом, в области R -линий. — «Квантовая электроника», 1975, № 1, с. 18.

88. Устинов Н. Д., Ломакин В. Н., Калинин А. О. Оптические квантовые генераторы на парах металлов (обзор). — «Зарубежная радиоэлектроника», 1975, № 3, с. 54; № 4, с. 65.

89. Бохан П. А., Николаев В. Н., Соломонов В. И. Отпаянный лазер на парах меди. — «Квантовая электроника», 1975, № 1, с. 159.

90. Климин В. М. Исследование газового лазера на парах итербия. — «Квантовая электроника», 1975, № 3, с. 579.

91. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Попов Ю. М. Вынужденное излучение в области вакуумного ультрафиолета. — «Квантовая электроника», 1971, № 1, с. 29.

92. Антонов В. С., Князев И. Н., Мовшев В. Г. Водородный лазер вакуумного ультрафиолета в режиме частых повторений импульсов излучения. — «Квантовая электроника», 1975, № 6, с. 1305.

93. Курбатов Л. Н., Бритов А. Д., Караваев С. М. и др. Гетеролазер на PbSnTe-PbTe с длиной волны 10 мкм. — «Квантовая электроника», 1975, № 9, с. 2084.

94. Акимов Ю. А., Буров А. А., Загаринский Е. А. и др. Полупроводниковый квантовый генератор с электронной накачкой на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$. — «Квантовая электроника», 1975, № 1, с. 68.

95. Елисеев П. Г. Физические процессы в гетеропереходах. — «Квантовая электроника», 1975, № 3, с. 623.

96. Ванюков М. П., Серебряков В. А., Сизов В. Н. и др. Мощный моноимпульсный ОКГ с неустойчивым резонатором. — «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 1, с. 58.

97. Земсков К. И. и др. Применение неустойчивых резонаторов для получения дифракционной расходимости излучения импульсных газовых лазеров с большим усилением. — «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 4, с. 863.

98. Гончаров И. Г., Дедушенко К. Б., Кожевников А. В. Вывод излучения ПКГ с электронным возбуждением через дифракционную решетку. — «Квантовая электроника», 1975, № 3, с. 621.

99. Грасюк А. З. Преобразователи частоты мощного лазерного излучения (обзор).— «Зарубежная радиоэлектроника», 1975, № 7, с. 58.

100. Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Посудин Ю. И. Исследование характеристик перестраиваемого по частоте волноводного СО₂-лазера высокого давления.— «Квантовая электроника», 1975, № 6, с. 1160.

101. Александров Е. Б., Кулясов В. Н., Хартунг К. Перестраиваемый одночастотный ксеноновый лазер на двух инфракрасных переходах с $\lambda=5,57$ и $3,51$ мкм.— «Оптика и спектроскопия», 1975, т. XXXVIII, вып. 4, с. 775.

102. Бонч-Бруевич А. М., Разумова Т. К., Старобогатов И. О. Лазер с однокаскадным усилителем, обеспечивающий плавную перестройку длины волны излучения в области 400—1000 нм.— «Оптико-механическая промышленность», 1975, № 9, с. 23.

103. Волконский В. Б., Попов Ю. В., Черняев А. И. Внутррезонаторная генерация с одновременной модуляцией излучения второй гармоники в лазере на алюмо-иттриевом гранате с неодимом.— «Квантовая электроника», 1975, № 1, с. 167.

104. Богданкевич О. В., Дарзбек С. А., Зверев М. М. Мощный многоэлементный полупроводниковый лазер с продольной накачкой.— «Квантовая электроника», 1975, № 6, с. 1335.

105. Гончарук И. Н. и др. 250-милливаттный гелий-неоновый лазер с ртутным катодом.— «Оптика и спектроскопия», 1972, т. XXXII, вып. 2, с. 427.

106. Бохан П. А., Пеленков В. П. Аргоновый ОКГ мощностью 500 мВт без водяного охлаждения.— «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 7, с. 1664.

107. Ильина О. К., Мачулка Г. А., Перова Л. А. Серия ОКГ на углекислом газе на основе базовой конструкции типа ЛГ-17.— «Квантовая электроника», 1971, № 6, с. 78.

108. Галактионова Н. М., Гершун В. В., Мак А. А. Одномодовый оптический квантовый генератор непрерывного действия на YAG : Nd³⁺.— «Оптика и спектроскопия», 1974, т. XXXVII, вып. 2, с. 322.

109. Ванюков М. П., Исаенко В. И., Серебряков В. А. и др. Применение ОКГ ГОС-300 в монопольном режиме.— «Приборы и техника эксперимента», 1970, № 2, с. 204.

110. Авдеева В. И., Альперович М. А., Ванюков М. П. и др. Применение жидкостных и пленочных просветляющихся затворов в ОКГ типа ГОС-1000.— «Квантовая электроника», 1971, № 2, с. 69.

111. «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 10.

112. Модуляция и отклонение оптического излучения. Под ред. Г. П. Катиса, М., «Наука», 1967.

113. Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М. К выбору оптических систем, предназначенных для трансформации лазерного излучения.— «Светотехника», 1968, № 5, с. 1.

114. Ферсман И. А., Хазов Л. Д., Тихомиров Г. П. Стадии разрушения поверхности прозрачного диэлектрика при лазерном облучении.— «Квантовая электроника», 1971, № 3, с. 61.

115. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. Пер. с англ. Под ред. С. И. Анисимова. М., «Мир», 1974.

116. Лохов Ю. Н., Моспанов В. С., Фивейский Ю. Д. Испарение и разрушение торцов прозрачного твердого диэлектрика лазерным монопольным.— «Квантовая электроника», 1975, № 5, с. 898.

117. **Бломберген Н.** Электрический пробой в твердых телах под действием лазерного излучения.— «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 4, с. 786.

118. **Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Нечитайло В. С., Ритус А. И.** Роль поглощающих дефектов в механизме лазерного разрушения реальных прозрачных диэлектриков.— «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 8, с. 1812.

119. **Ковалев В. И., Морозов В. В., Файзуллов Ф. С.** Возникновение непрозрачности и разрушение оптических материалов под действием излучения импульсного лазера на двуокиси углерода.— «Квантовая электроника», 1974, № 10, с. 2172.

120. **Мертинелли Дж.** Пороговые энергии разрушения различных стекол лазерным излучением.— В кн.: Действие лазерного излучения. Под ред. Ю. П. Райзера. М., «Мир», 1968, с. 374.

121. **Гулиано К.** Разрушение прозрачных диэлектрических материалов под действием лазерного излучения.— В кн.: Действие лазерного излучения. Под ред. Ю. П. Райзера. М., «Мир», 1968, с. 355.

122. **Любимов В. В., Ферсман И. А., Хазов Л. Д.** О световой прочности линз и призм.— «Квантовая электроника», 1971, № 2, с. 107.

123. **Бегунов А. Н., Волкова Н. В., Спиридинов Б. Н., Цирульник П. Н.** Влияние состава полирующей смеси на порог поверхностного разрушения кристаллов KDP световым излучением.— «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 9, с. 66.

124. **Бужинский И. М., Поздняков А. Е., Ушаков С. А.** Зависимость порога разрушения стекла Ф8 от диаметра облучаемой поверхности.— «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 5, с. 69.

125. **Бужинский И. М., Поздняков А. Е.** О связи между порогом разрушения стекла лазерными импульсами различной длительности.— «Квантовая электроника», 1975, № 7, с. 1550.

126. **Волюнец Ф. К.** Оптические свойства и области применения оптической керамики.— «Оптико-механическая промышленность», 1973, № 10, с. 47.

127. **Ковалев В. И., Морозов В. В., Сагитов С. И., Файзуллов Ф. С.** Исследование лучевой прочности золотых покрытий.— «Квантовая электроника», 1975, № 7, с. 1527.

128. **Кузнецов А. Я., Варнашева И. С., Поплавский А. А., Тихомиров Г. П.** Разрушение отражающих диэлектрических покрытий излучением ОКГ.— «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 3, с. 39.

129. **Шатилов А. В., Гусев Г. П., Дворников Г. Д.** О порогах самофокусировки излучения наносекундной длительности в оптических стеклах.— «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 4, с. 18.

130. **Макинтайр, Питерс, Чан Хви Чи, Уишня.** Оптические элементы и устройства, используемые в лазерных системах космической связи.— «Труды ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике», 1970, т. 58, № 10, с. 95.

131. **Ih C. S.** Absorption lens for producing uniform laser beams.— «Appl. Optics», 1972, v. 11, № 3, p. 694.

132. **Гапонов С. В., Салащенко Н. М., Ханин Я. И.** Повышение равномерности пространственного распределения излучения ОКГ.— «Квантовая электроника», 1972, № 7, с. 48.

133. Гальперн Д. Ю., Дерягин В. Н., Марасин Л. Е. и др. Формирование излучения ПКГ в пучок с повышенной пространственно-временной однородностью.— «Оптико-механическая промышленность», 1975, № 3, с. 3.
134. Голубева Г. И., Гарина Л. А., Васильева Л. В. Характеристики интерференционных фильтров в наклонных и сходящихся лучах.— «Оптико-механическая промышленность», 1969, № 5, с. 49.
135. Левинсон Г. Р., Смилга В. И. Изменение отражательной способности металлических пленок при нагреве их короткими импульсами лазерного излучения.— «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 5, с. 1235.
136. Павшуков А. В., Свечников М. Б., Тютис В. М. О нагревании многослойных диэлектрических покрытий при воздействии излучения ОКГ.— «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 6, с. 8.
137. Чайкин А. С., Пухонин В. В. Исследование зависимости параметров узкополосных интерференционных светофильтров от температуры и времени.— «Журнал прикладной спектроскопии», 1970, т. XIII, вып. 5, с. 894.
138. Фурман Ш. А., Левина М. Д. Влияние влаги на оптические характеристики узкополосных интерференционных фильтров.— «Оптика и спектроскопия», 1971, т. XXX, вып. 4, с. 749.
139. Фурман Ш. А., Левина М. Д. Стабилизация положения полосы пропускания диэлектрического узкополосного интерференционного фильтра.— «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 5, с. 18.
140. Мотовилов О. А., Лаврищев А. П., Смирнов А. М. Стабильные узкополосные интерференционные фильтры для видимой области спектра.— «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 5, с. 43.
141. Хирд Г. Измерение лазерных параметров. М., «Мир», 1970.
142. Воронков Г. Л. Метод ослабления излучения ОКГ на CO_2 .— «Измерительная техника», 1972, № 9, с. 27.
143. Oseki T., Saito S. A precision variable double prism attenuate for CO_2 lasers. — «Appl. Optics», 1971, № 1, p. 144.
144. Воронков Г. Л. Расчет образцового ослабителя с коэффициентом ослабления 10^2 — 10^5 крат.— «Изв. вузов. Приборостроение», 1974, № 2, с. 102.
145. Хомутова Л. А., Иванов В. И., Савинова Н. Г., Фратини Т. А. Использование электроизоляционных пленок полимеров для ослабления излучения в области 10 мкм.— «Оптико-механическая промышленность», 1975, № 8, с. 78.
146. Холт. Методы отклонения лазерного луча.— «Зарубежная радиоэлектроника», 1971, № 8, с. 117.
147. Дрожжин А. Н., Косовский Л. А., Михайлова Л. Н. Акустооптический дефлектор света на 50 положений.— «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 7, с. 1603.
148. Камач Ю. Э., Козловский Е. И., Овчинников В. М., Сиротин Ю. И. Расчет электрооптических дефлекторов с управляемым углом внутреннего отражения.— «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 7, с. 1624.
149. ГОСТ 13659-68. Стекло оптическое бесцветное. Физико-химические свойства.
150. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., «Наука», 1965.

151. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. М., «Машиностроение», 1969.
152. Kogelnik H., Li T. Laser beams and resonators, — *Appl. Optics*, 1966, v, 5, № 10, p. 1550.
153. Хорошев М. В. О взаимном расположении квантового генератора и оптической системы в дальнометрии. — *Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка*, 1974, № 4, с. 143.
154. Климов Ю. М. К выбору оптических систем для концентрации излучения ОКГ на сравнительно большие расстояния. — *Светотехника*, 1970, № 7, с. 25.
155. Massey G. A. Beam Diverging Lens System for High Power Laser Transmitters. — *Appl. Optics*, 1972, v. 11, № 12, p. 2981.
156. Кружилин Ю. И. О наведенной аберрации. — *Квантовая электроника*, 1975, № 5, с. 1084.
157. Климов Ю. М. Аберрационный расчет двухкомпонентной оптической системы для коллимации излучения ОКГ. — *Светотехника*, 1970, № 9, с. 25.
158. Климов Ю. М. Расчет допусков на изготовление и установку двухкомпонентной оптической системы для коллимации излучения ОКГ. — *Изв. вузов. Приборостроение*, 1970, № 6, с. 104.
159. Малаев В. В. Влияние дифракции на краях фокусирующей линзы на угловое распределение интенсивности лазерного излучения. — *Оптика и спектроскопия*, 1970, т. 28, вып. 3, с. 588.
160. Hubert F. A. Tschunko. Imaging Performance of Annular Apertures. — *Appl. Optics*, 1974, № 8, v. 13, p. 1820.
161. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1974.
162. Антенны сантиметровых волн. Пер. с англ. Под ред. Я. Н. Фельда. М., «Сов. радио», 1950.
163. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М., «Сов. радио», 1970.
164. Борисов В. А., Матвеева О. А. Положение линий излучения некоторых ОКГ в спектре поглощения земной атмосферы. — *Оптико-механическая промышленность*, 1972, № 8, с. 17.
165. Адикс Т. Г., Арефьев В. Н., Дианов-Клоков В. И. Влияние молекулярного поглощения на распространение излучения CO₂-лазеров в атмосфере Земли (обзор). — *Квантовая электроника*, 1975, № 5, с. 885.
166. Зуев В. Е. Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей. М., «Сов. радио», 1966.
167. Давыдова И. Н. К учету обратного рассеяния излучения ОКГ на наклонных трассах. — *Оптико-механическая промышленность*, 1968, № 2, с. 6.
168. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
169. Брукнер. Распространение лазерного излучения в атмосфере и характеристики канала связи. — *Зарубежная радиоэлектроника*, 1971, № 9, с. 26; № 10, с. 17.
170. Каллистратова М. А., Тимановский Д. Ф. Распределение структурной характеристики флуктуаций показателя преломления в приземном слое атмосферы. — *Изв. АН СССР. Сер. Физ. атмосферы и океана*, 1971, т. 7, № 1, с. 73.
171. Гурвич А. С., Каллистратова М. А. Экспериментальные исследования флуктуаций угла прихода света в условиях сильных флуктуаций интенсивности. — *Изв. вузов СССР, Радиофизика*, 1968, т. XI, № 1, с. 66.

172. Но Т. Л. Coherence degradation of gaussian beams in a turbulent atmosphere. — «J. Opt. Soc. Amer.», 1970, v. 60, № 5, p. 667.

173. Вихалем В. Э., Таклая А. А., Хинрикус Х. В. Исследование атмосферных флуктуаций интенсивности лазерного излучения на длинах волн 0,63 и 10,6 мкм. — «Квантовая электроника», 1975, № 9, с. 1910.

174. Гурвич А. С. Флуктуации интенсивности света в расходящихся пучках. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1969, т. 12, № 1.

175. Грачева М. Е., Гурвич А. С., Каллистратова М. А. Измерение среднего уровня амплитуды световой волны при распространении в турбулентной атмосфере. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1970, т. 13, № 1, с. 50, 56.

176. Татарский В. И. Распространение коротких волн в среде со случайными неоднородностями в приближении марковского случайного процесса. — «Препринт АН СССР. Отделение океанологии, физики атмосферы и географии», 1970.

177. Седин В. Я., Хмелевцов С. С., Небольсин П. Ф. Флуктуации интенсивности в пучке импульсного ОКГ при распространении в атмосфере на расстояниях до 9,8 км. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1970, т. 13, № 1, с. 44.

178. Грачева М. Е., Гурвич А. С., Кошкарров С. С., Покасов В. В. Соотношения подобия и их экспериментальная проверка при сильных флуктуациях интенсивности лазерного излучения. — «Препринт АН СССР. Отделение океанологии, физики атмосферы и географии», 1973.

179. Гурвич А. С., Каллистратова М. А., Тиме Н. С. Флуктуации параметров световой волны от лазера при распространении в атмосфере. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1968, т. XI, № 9, с. 1360.

180. Бовшеверов В. М., Гурвич А. С., Каллистратова М. А. Экспериментальные исследования «дрожания» искусственного источника света. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1961, т. IV, № 5, с. 886.

181. Вартанян Э. С., Восканян С. Е., Казарян Р. А. и др. Измерение диаграммы направленности и рефракции лазерного луча в приземном слое атмосферы. — «Квантовая электроника», 1972, № 7, с. 60.

182. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И. К вопросу о расширении лазерного пучка в турбулентной среде. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1967, т. X, № 1, с. 68.

183. Hufnagel R. E., Stanley N. R. Modulation transfer function associated with image transmission through turbulent media. — «J. Opt. Soc. Amer.», 1974, v. 54, № 1, p. 52.

184. Денисов Н. Г., Татарский В. И. О средней дифракционной картине в фокальной плоскости линзы. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1963, т. VI, № 3, с. 488.

185. Артемьев А. В. Об искажении когерентности атмосферной турбулентностью. — «Радиотехника и электроника», 1969, т. XIV, № 3, с. 544.

186. Андреев Г. А., Гельфер Э. И. Об угловых блужданиях центра тяжести сечения расходящегося пучка света. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1971, т. XIV, № 9, с. 1455.

187. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И. Разрешающая способность антенны в турбулентной среде. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1966, т. IX, № 5, с. 888.

188. Андреев Г. А. и др. Двумерные пространственные статистические характеристики флуктуаций интенсивности импульсного оптического излучения при распространении в приземном слое атмосферы. — Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1971, т. XIV, № 2, с. 276.

189. Кон А. И. О фокусировке света в турбулентной среде. — «Изв. вузов СССР. Радиофизика», 1970, т. XIII, № 1, с. 61.

190. Семенов Н. Ф. Анализ некоторых способов определения структурной постоянной турбулентной атмосферы применительно к оптико-электронным угломерам. — В кн.: «Тезисы II Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере». Томск, 1973. Издательская лаборатория института оптики атмосферы СО АН СССР.

191. Якушенков Ю. Г. О влиянии турбулентности атмосферы на погрешность оптико-электронного датчика угла. — «Оптико-механическая промышленность», 1971, № 11, с. 3.

192. Макухин В. Н. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (обзор). — «Зарубежная радиоэлектроника», 1974, № 6, с. 60.

193. Шоль Ж., Марфан И., Мюнш М. и др. Приемники инфракрасного излучения. Пер. с франц. Под ред. Л. Н. Курбатова. М., «Мир», 1969.

194. Павлов А. В., Черников А. И. Приемники излучения автоматических оптико-электронных приборов. М., «Энергия», 1972.

195. Марков М. Н. Приемники инфракрасного излучения. М., «Наука», 1968.

196. Полупроводниковые фотоприемники и преобразователи излучения. [Сб. статей]. Под ред. А. И. Фримера и И. И. Таубкина. М., «Мир», 1965.

197. Мелчиор, Фишер, Арамс. Фотоприемники для систем оптической связи. — «Труды ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике», 1970, т. 78, № 10, с. 69.

198. Аксененко М. Д., Красовский Е. А. Фоторезисторы. М., «Сов. радио», 1973.

199. Долгих И. И. Определение спектральной чувствительности приемников излучения. — «Измерительная техника», 1975, № 7, с. 62.

200. Климков Ю. М. Пересчет параметров приемников лучшей энергии и расчет минимального обнаруживаемого сигнала при использовании оптических квантовых генераторов в качестве источников излучения. — «Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка», 1967, вып. 6, с. 133.

201. Брамсон М. А. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел. М., «Наука», 1964, с. 88.

202. Соболева Н. А., Меламид А. Е. Фотоэлектронные приборы. М., «Высшая школа», 1974.

203. Шереметьев А. Г., Толпарев Р. Г. Лазерная связь. М., «Связь», 1974.

204. Афанасьев В. А., Усов В. С. Оптические приборы и методы контроля прямолинейности в инженерной геодезии. М., «Недра», 1973.

205. Якушенков Ю. Г. Влияние качества оптического изображения на точность фотоэлектрической регистрации. — «Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка», 1965, вып. 5, с. 119.

206. Кондрашков А. В. Электрооптические и радиогеодезические измерения. М., «Недра», 1972.

207. Семенов Н. Ф., Хорошев М. В. Особенности применения

оптических квантовых генераторов в угловых измерениях. — «Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка», 1974, № 5, с. 87.

208. Зигман. Антенные свойства оптических гетеродинных приемников. — «Труды ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике», 1966, № 10, с. 136.

209. Белостоцкий Б. Р., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. М., «Сов. радио», 1972.

210. Евтихий Н. Н., Папуловский В. Ф., Цветаев К. П. Лазеры и их применение в измерительной технике. Мос. ин-т радиотехники, электроники и автоматики, 1973.

211. Автух И. Д., Еремеева Е. П., Зайцев В. К., Любавский Ю. В. Оптический квантовый генератор на неодимовом стекле ГОС-301. — «Оптико-механическая промышленность», 1972, № 12, с. 64.

212. Базаров В. К. Полупроводниковые лазеры и их применение. М., «Энергия», 1969, вып. 705.

213. «Квантовая электроника», 1974, т. 1, № 3, с. 730.

214. Анисимова И. И., Глуховской Б. М. Фотоэлектронные умножители. Вып. 29, М., «Сов. радио», 1974.

215. Олеск А. О. Фоторезисторы. М., «Энергия», 1966.

216. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., «Наука», 1968, с. 60.

217. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., «Наука», 1973, с. 579.

218. Кеннеди, Линден, Содерман. Высококачественные приемники излучения на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe$ для области спектра 8—14 мкм. — «ТИИЭР», 1975, т. 63, № 1, с. 31.

219. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах. Новосибирск, «Наука», 1975.

220. Грузинов В. В., Иванищев В. И., Коугия В. А. и др. Лазерные геодезические приборы в строительстве. М., «Недра», 1977.

221. Орлов В. А. Лазеры в военной технике. М., Воениздат, 1976.

222. Климов Ю. М., Педора Н. Ф., Абрамова В. Г., Киселев И. И. О расчете показателей преломления оптических материалов для длин волн излучения ОКГ. — «Оптико-механическая промышленность», 1976, № 11, с. 38.

223. Климов Ю. М., Кузьмина Т. И. «Дифракция пучка ОКГ TEM_{00} — моды на круглой диафрагме в зоне Фраунгофера». — «Изв. вузов. Приборостроение», 1975, № 12, с. 87.

224. Богданкевич О. В., Дарзбек С. А., Елисеев П. Г. Полупроводниковые лазеры. М., «Наука», 1976.

225. ГОСТ 15093-75. Изделия квантовой электроники. Лазеры и устройства управления лазерным излучением.

Предметный указатель

- Аберрации 127—133
— оптической системы 129
— пучка лазера 130
Аксикон 73
Активная часть контура пере-
хода 26
Активный элемент лазера 25
Аттенюатор 81
Брюстера угол 27, 82
Бугера закон 142, 144
Вид распределения 35—37
Волновой фронт пучка 36, 40
Время когерентности 15
— готовности к работе 54
— непрерывной работы 54
Гартмана формула 98
Гаусса распределение 37—38
— формула 101
Гауссов пучок 136, 207
Гетероструктура 62
Граница пропускания оптиче-
ских материалов 96
— фотоэффекта 192
— чувствительности 192
Групповой показатель прелом-
ления 12
Дальность видимости метеоро-
логическая 144
Дальность действия прибора
7—8
Диаграмма направленности 42,
136
Диаметр пучка 42
Диафрагма апертурная 29, 136
Дифракция Френеля 41
— Фраунгофера 41, 136
Длина когерентности 15
— волна лазерного излуче-
ния 47
Добротность резонатора 26
— светофильтра 10
Засветка фоновая 145
— обратная 146
— прямая 146
Зона лазерного излучения 41
— ближняя 41
— дальняя 41
Излучение вынужденное 24
— интенсивное 17
— когерентное 14
— лазерное 26
— монохроматичное 7
— направленное 16
— поляризованное 18
— спонтанное 21
Индекс моды поперечный 33
— продольный 33
— радиальный 34
Инверсия населенности 24
Интерференция 15
Интерференционный фильтр 8
Искажение контура усиления
25
Квантовая эффективность при-
емника излучения 186
Конфигурация резонатора 29
Корню формула 99
Коши формула 13
Коэффициент полезного дейст-
вия 53
— моды 38, 104
— пропускания 94
— усиления активной среды
24
Конфокальный параметр 32,
100
Контур перехода 23
— — доплеровский 22—23
— — лоренцев 22—23
Кривизна волнового фронта 40
Лазеры газовые 63
— атомарные 63
— аргоновые 64
— газодинамические 60
— газоразрядные 63
— гелий-неоновые 63
— жидкостные 59
— инжекционные 64
— ионные 63
— молекулярные 63
— неодимовые 64
— на парах металлов 62
— на углекислом газе 64
— полупроводниковые 64
— рубиновые 64
— с поперечным разрядом 60
— с распределенной обрат-
ной связью 63
— твердотельные 64
— химические 63
— электроионизационные 61
Лампа накачки 29

Лучевая прочность оптических материалов 68
Лэмба провал 25

Мода оптического резонатора 32

- высшего порядка 34, 135
- основная 34, 136—135
- поперечная 33
- подольная 33

Мощность потребляемая 53

Накачка лазера 25

- диодная 61
- лазерная 61
- оптическая 29

Населенность

Насыщение усиления 25

- электронного состояния 21
- энергетического уровня 21

Нелинейный эффект 159

Оптико-электронный прибор 3—6

Оптический переход 21

- — вынужденный 23
- — поглощения 23
- — спонтанный 21

Ослабление интенсивности излучения 81

- анализатором 83
- дифракционной решеткой 84
- диффузной поверхностью 83
- нейтральным светофильтром 83
- интегрирующей сферой 84
- с помощью стеклянной пластинки 82

Осветитель излучателя лазера 29

Освещенность энергетическая 52

Параметры излучения лазера 29

- — пространственные 35
- — частотно-временные 43
- эксплуатационные 53
- — энергетические 49

Перетяжка пучка 39, 108—111

Пластинка четвертьволновая 90

Поглощение энергии в атмосфере 140

Показатель преломления 97

Потери энергии 26

- — в резонаторе 26
- — дифракционные 26

Поток излучения 50

- световой 51

Приемник излучения 178

- — позиционно-чувствительный 199
- мозаичный 199
- тепловой 197
- фотоэлектрический 190

Размер пятна 38, 107, 111

Расчет эффективности применения светофильтра 8—12

- аберраций оптической системы 127
- аберраций пучка лазера 130
- действия линзы на пучок лазера 102—103
- допусков на изготовление и установку оптических элементов 133
- дифракционной расходимости

— дальности действия ОЭП 210—219

— изменения диаграммы направленности 156

— изменения состояния поляризации 158

— нарушения когерентности 151

— оптической системы для концентрации излучения 107

— оптической системы для коллимации излучения 113

— оптической системы для изменения диаграммы направленности 116

— оптической системы для согласования пучка лазера 120

— ослабления излучения лазера в атмосфере 140

— ослабления излучения в воде 175

— показателей преломления оптических материалов 97

— порога чувствительности 180—189

— пропускания пластинки 82

— размера пятна 39

— расстояния между линиями 44

- распределения потока в дифракционной картине 207
- светового потока лазера 51
- силы излучения 51
- спектральной чувствительности приемника излучения 178—186
- точности ОЭП с лазерами 220—228
- углов прихода 155
- фоновых засветок 145
- флуктуаций интенсивности 153
- энергетической светимости 52
- Рассеяние энергии 144
 - аэрозольное 144
 - молекулярное 145
- Расходимость лазерного излучения 36, 40, 113—116
 - дифракционная 41, 136
 - угловая 42, 136
 - энергетическая 42
- Распределение интенсивности излучения 35—38
- Ресурс работы 54
- Резонатор оптический 26—30
 - конфокальный 30, 32
 - неустойчивый 34
 - плоский 30, 35
 - произвольной конфигурации 30, 39
 - с отверстием 34
 - устойчивый 30
 - эквивалентный конфокальный 32
- Режим излучения 48
 - импульсный 48
 - модуляции добротности резонатора 26
 - многомодовый 48
 - непрерывный 48
 - одномодовый 48
 - одночастотный 48
 - синхронизации мод 27
 - свободный 26
- Решетка лазерных диодов 62
- Светимость энергетическая 51
- Сила излучения 51
- Система накачки лазера 25
- Степень монохроматичности 7
 - когерентности 15
- Согласование волновых пучков 120
- Спектральная линия 22
- Спектральная селекция сигнала 8
- Стабильность параметров лазеров 55
- Сравнительная характеристика лазеров 65
- Среда активная лазера 25
 - инверсная 24
 - нормальная 24
- Температура рабочая 53
- Тип колебаний 32
- Турбулентность атмосферы 148, 217
- Фотоэлемент 191
- Фотоумножитель 192
- Фотодиод 196
 - лавинный 197
- Фототриод 196
- Фоторезистор 193
- Флуктуации излучения в атмосфере 149
- Характеристика приемника излучения импульсная 185
 - — переходная 184
 - — спектральная 179
 - — частотная 185
 - — энергетическая (световая) 186
- Частота повторения импульсов 48
 - лазерного излучения 47
- Чувствительность приемника излучения интегральная 179
 - — пороговая 180
 - — спектральная (монокроматическая) 179
- Ширина линии лазерного излучения 43
- Эйнштейна коэффициент 24
- Энергия излучения
 - лучистая 49
 - световая 50
- Эффективность светофильтра 12
- Эффективный показатель преломления 13
- Юстировка резонатора 29
 - оптико-электронного прибора 231
- Яркость энергетическая 52

Оглавление

Предисловие	3
Глава 1. Введение	5
1.1. О применении лазеров в оптико-электронных приборах	5
1.2. Основные свойства излучения лазеров с точки зрения использования их для улучшения параметров ОЭП	7
1.3. Некоторые особенности проектирования ОЭП с лазерами	18
Глава 2. Параметры лазеров как источников излучения в ОЭП	20
2.1. Физические принципы работы лазеров	20
2.2. Основные параметры оптических резонаторов, определяющие свойства излучения идеализированного стабильного лазера	29
2.3. Пространственные параметры пучка	35
2.4. Частотно-временные параметры и режимы излучения лазеров	43
2.5. Энергетические параметры излучения. Фотометрические соотношения в пучке лазера	49
2.6. Эксплуатационные параметры лазеров	53
2.7. Стабильность параметров лазеров	55
2.8. Обзор промышленных лазеров	59
Глава 3. Выбор и расчет оптических систем	67
3.1. Выбор оптических элементов и систем в ОЭП с лазерами	67
3.2. Габаритные расчеты оптических систем	100
3.3. Аберрационный расчет оптических систем	127
3.4. Расчет допусков на изготовление и установку оптических компонентов	133
3.5. Расчет дифракционной расходимости пучка лазера основной моды при ограничении круглой или кольцевой диафрагмой	136
Глава 4. Влияние среды распространения излучения на работу ОЭП с лазерами	140
4.1. Основные явления, сопровождающие прохождение излучения лазеров в атмосфере	140
4.2. Влияние искажений параметров излучения на работу систем с лазерами	161
4.3. Требования к параметрам пучка и оптической системы с точки зрения получения наименьших искажений	169
4.4. Ослабление излучения лазеров в воде и космосе	175
	261

Глава 5. Выбор и расчет параметров приемников излучения в ОЭП с лазерами	178
5.1. Расчет спектральной чувствительности и порога чувствительности приемников излучения	178
5.2. Основные типы приемников излучения	190
Глава 6. Энергетические и точностные расчеты ОЭП с лазерами. Некоторые вопросы конструирования ОЭП с лазерами	204
6.1. Специфика энергетических расчетов	204
6.2. Расчет абсолютного распределения потока в дифракционной картине гауссова пучка	207
6.3. Энергетические расчеты ОЭП с лазерами	209
6.4. Точностные расчеты ОЭП с лазерами	220
6.5. Некоторые вопросы конструирования ОЭП с лазерами	229
Список литературы .	246
Предметный указатель	258

Климков Ю. М.

К47 Основы расчета опτικο-электронных приборов с лазерами. — М.: Сов. радио, 1978. — 264 с., ил.

В пер.: 95 к.

Излагаются основы расчета опτικο-электронных приборов (ОЭП), в состав которых в качестве источников излучения входят лазеры. Излагаемый материал может быть использован и при расчете других приборов и систем (в том числе визуальных) с применением лазеров.

Книга предназначена для инженерно-технических работников, занимающихся разработкой ОЭП с лазерами, а также для студентов, изучающих соответствующие курсы.

К $\frac{30407-059}{046(01)-78}$ 51-78

ББК 22.34+32.86
6Ф4